



ÉCHOGRAPHIE OCULAIRE TRANSCORNÉENNE PAR SONDE LINÉAIRE MULTI-ÉLÉMENTS HAUTE-FRÉQUENCE

Tony Matéo

► To cite this version:

Tony Matéo. ÉCHOGRAPHIE OCULAIRE TRANSCORNÉENNE PAR SONDE LINÉAIRE MULTI-ÉLÉMENTS HAUTE-FRÉQUENCE : Étude et correction des effets aberrateurs du cristallin dans la reconstruction d'image en mode-B. Imagerie. Université François Rabelais de Tours, 2014. Français. NNT : . tel-01185826

HAL Id: tel-01185826

<https://theses.hal.science/tel-01185826>

Submitted on 21 Aug 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



UNIVERSITÉ FRANÇOIS RABELAIS DE TOURS

École Doctorale EMSTU

UMR Inserm U930, Imagerie et Cerveau

THÈSE présentée par :

Tony MATÉO

soutenue le : 18 décembre 2014

pour obtenir le grade de : Docteur de l'université François - Rabelais de Tours

Discipline : Sciences de la vie et de la santé / Spécialité : Imagerie ultrasonore

ÉCHOGRAPHIE OCULAIRE TRANSCORNÉENNE PAR SONDE LINÉAIRE MULTI-ÉLÉMENTS HAUTE-FRÉQUENCE

**Étude et correction des effets aberrateurs du cristallin
dans la reconstruction d'image en mode-B**

THÈSE DIRIGÉE PAR :

OSSANT Frédéric

Ingénieur Biomédical, Dr., HDR, Inserm U930
Équipe Imagerie et Ultrasons Tours

RAPPORTEURS :

BRIDAL Lori

LIEBGOTT Hervé

DR, CNRS UMR S 1146 / UMR 7371 LIB Paris

MCU, CNRS UMR 5220, Inserm U1044, Créatis Lyon

JURY :

LAUGIER Pascal

BRIDAL Lori

LIEBGOTT Hervé

FILOUX Erwan

PISELLA Pierre-Jean

MOFID Yassine

OSSANT Frédéric

DR, CNRS UMR S 1146 / UMR 7371 LIB Paris

DR, CNRS UMR S 1146 / UMR 7371 LIB Paris

MCU, UMR 5220 Créatis Lyon

Dr., Société Vermon Tours

PU-PH, CHRU de Tours

MCU, Inserm U930 Équipe 5 Tours

IB Dr., Inserm U930 Équipe 5 Tours

Depuis l'avènement des sondes linéaires ultrasonores multi-éléments dans la reconstruction d'images en mode-B, l'échographie médicale s'est considérablement améliorée. Couplées à des échographes numériques de plus en plus performants, elles offrent une résolution spatiale, un contraste et une profondeur de champ nettement supérieurs aux sondes mono-élément à balayage mécanique. Ces avantages découlent des possibilités en termes de formation de faisceaux et de voies qu'elles apportent, autorisant ainsi focalisation continue, apodisation dynamique, ouverture adaptatrice, stratégie de formations de faisceaux adaptatives, balayage électronique rapide et complexe... *etc* En raison de contraintes techniques, il subsiste toutefois un domaine où l'emploi des sondes multi-éléments ne s'est pas démocratisé en clinique : l'échographie haute fréquence ($\geq 20\text{MHz}$) et en particulier l'échographie ophtalmique. Néanmoins, grâce à des progrès récents, l'arrivée sur le marché de sondes multi-éléments haute fréquence à des coûts abordables pour cette discipline est proche.

Le milieu oculaire comporte cependant un obstacle susceptible de limiter l'intérêt de telles sondes en échographie ophtalmique. Il s'agit du cristallin, seconde lentille du système optique de l'œil humain, dont le rôle est central dans le phénomène d'accommodation. D'un point de vue acoustique, cet organe constitue également une lentille mais alors de nature divergente. Milieu où les ultrasons se propagent à une célérité supérieure d'environ 10% à celles des tissus qui l'entourent (l'humeur aqueuse et l'humeur vitrée qui emplissent le volume intra-oculaire), le cristallin se révèle être la source principale d'aberrations de phase pour les faisceaux ultrasonores au sein de l'œil. Il est ainsi connu pour causer une dégradation significative des scans transcornéens, réduisant résolution spatiale et contraste, mais également provoquant des distorsions marquées au niveau du fond de l'œil, où s'observent pourtant les structures les plus essentielles (*e.g.* la rétine et en particulier la macula, le nerf optique et en particulier la papille, les vaisseaux nourriciers de la choroïde). Ces effets néfastes, déjà marqués sur les B-scans transcornéens issus du balayage mécanique d'un mono-élément risquent de s'accroître avec l'emploi d'une sonde multi-élément. En effet, ces dernières sont plus sensibles aux aberrations de phases, du fait d'ouvertures réceptrices plus grandes.

En revanche, ce type de sonde offre, au moyen d'un contrôle adéquat de la phase de ses éléments, l'opportunité de corriger ces aberrations. Cet avantage représente un intérêt

de taille, spécialement à haute fréquence où les effets néfastes des aberrations de phase s'amplifient. Ainsi, tant que l'on considèrera que l'œil est un milieu homogène, l'augmentation de la fréquence de travail ne s'accompagnera pas du gain en résolution escompté, et cela notamment dans l'imagerie oculaire transcornéenne, profondément affectée par les aberrations cristalliniennes. Les sondes multi-éléments constituent à ce titre le moyen le plus prometteur pour améliorer la résolution des B-scans transcornéens.

C'est cette voie que nous avons choisi d'explorer dans ce travail de thèse. Une technique de formation de faisceau capable de compenser les aberrations de phase engendrées par le cristallin à l'aide d'une sonde linéaire multi-élément a ainsi été développée pour l'imagerie oculaire trans-cornéenne. Cette technique permet, à l'issue d'une étape de détection du contour du cristallin, de calculer des délais de focalisation qui tiennent compte de la célérité ultrasonore en son sein et de celle du milieu qui l'entoure, tout en considérant les effets de réfraction subséquents. Elle s'appuie sur une technique de lancer de rayon de type bending associée à la méthode de Newton-Raphson pour satisfaire le principe de Fermat, dont découle la loi de la réfraction aux interfaces. Initialement conçue pour prendre en compte un cristallin homogène, cette technique de reconstruction adaptée a été étendue pour considérer les inhomogénéités qui existent, essentiellement dans les zones capsulaire et corticale, en périphérie du cristallin. Dans un premier temps cette technique a été testée *in vitro* sur fantôme pour, d'une part procéder à sa validation, et d'autre part estimer son apport au regard d'une technique de reconstruction conventionnelle de type delay-and-sum. De plus, une technique de reconstruction, également adaptée mais ne considérant pas la réfraction, a été introduite pour apprécier l'intérêt de la prendre en compte. Ces expérimentations ont été rendues possibles par la présence d'un échographe de recherche expérimental développé au laboratoire "Imagerie et cerveau" et d'une sonde linéaire ultrasonore 128 éléments, de fréquence centrale 20 MHz, fournie par la société Vermon. Elles ont été menées sur un fantôme bi-phasique du milieu oculaire émulant les aberrations cristalliniennes. Les deux formes accommodatives extrêmes d'un cristallin humain adulte ont été investiguées et pour chacune une analyse des réflecteurs ponctuels d'un fantôme de fil a permis de quantifier la résolution spatiale, le contraste et les distorsions des B-scans reconstruits au moyen des différentes techniques de reconstruction. Les effets néfastes des aberrations cristalliniennes sur l'imagerie conventionnelle par sonde multi-élément haute fréquence ont ainsi pu être mis en lumière, et surtout la capacité de la méthode proposée à les compenser, non seulement pour rétablir une résolution proche de celle d'un milieu homogène mais également pour restaurer grandement la fidélité spatiale.

Enfin, les techniques de reconstruction ont été confrontées *ex vivo* d'abord sur cristallin porcin isolé pour une analyse quantitative des performances de chacune, puis sur deux yeux humains, l'un sain, l'autre doté d'un implant intra-oculaire. L'apport des techniques de reconstruction adaptées s'est révélé significatif : rehaussement de la dynamique des B-scans, diminution des distorsions de 74%, et amélioration d'un facteur 2 de la résolution spatiale. De plus, ces expérimentations ont permis de montrer l'intérêt de considérer l'hétérogénéité de la célérité ultrasonore au sein du cristallin pour augmenter les bénéfices des techniques de reconstructions adaptées, notamment en terme de restauration de la fidélité spatiale. Ces techniques sont prometteuses à ce titre pour la biométrie oculaire et notamment la phakométrie, discipline où les techniques optiques sont favorites bien que souffrant d'imprécisions et de limitations. En outre, il s'est avéré que la technique de reconstruction adaptée qui néglige la réfraction, atteint *ex vivo* une qualité semblable à la technique qui la compense. Il apparaît donc envisageable d'appliquer une technique simple de compensa-

RÉSUMÉ

tion des aberrations de phases cristalliniennes pour l'imagerie oculaire transcornéenne par sonde linéaire multi-élément à haute fréquence.

Mots clés : Échographie ophtalmique, haute fréquence, sonde ultrasonore linéaire multi-éléments, cristallin, aberrations de phases, lancer de rayon bending, principe de Fermat, reconstruction adaptée, phakométrie

Abstract

In ophthalmic ultrasonography the crystalline lens is known to be the main source of phase aberration, as ultrasounds (US) propagate about 10% faster than in the surrounding intra-ocular medium. Consequently, it impairs significantly both spatial and contrast resolution of axial B-scans, and in addition causes important distortion, especially on the ocular fundus.

In view of the next coming of US arrays in ophthalmologic practice, which are more sensitive to phase aberration but also represent a unique way to correct them, an adapted beamforming (BF) free from crystalline lens aberration has been developed during this thesis. The adapted BF lies on a two point ray tracing approach to compute focusing delays that compensate for crystalline lens aberrations including those stemming from refraction at the interface between itself and the surrounding humors (aqueous + vitreous). Initially developed by assuming the intraocular medium consists in two homogeneous media *i.e.* crystalline lens + aqueous and vitreous humors with uniform US velocity for each, the adapted BF has been extended to take into account the velocity gradient that in fact exists in the real lens *i.e.* a plateau in the nucleus followed by a gradual decrease toward the lens edges.

In a first attempt to assess the ability of our eye-adapted BF to compensate for the detrimental effects of the crystalline lens aberration, *in vitro* experiments were conducted using the ECODERM, an US research scanner in-house developed, working with a 20 MHz linear array (Vermon Co., Tours, France). *In vitro* experiments consist in imaging a wire phantom through an eye phantom consisting of a synthetic gelatin lens anatomically set up in an appropriate liquid (turpentine) to approach the *in vivo* velocity ratio that exist between the crystalline lens and the surrounding humors. Two geometries of synthetic lens were designed, one corresponding to an accommodated shape and other one to an unaccommodated shape of an adult human crystalline lens, in order to investigate both extremes states of accommodation. Both image quality and fidelity from the adapted BF were assessed, in relation to that in homogeneous medium and compared with conventional delay-and-sum BF over the aberrating medium and also with a second adapted BF which was simplified to ignore the lens refraction..

In vitro quantitative results showed 2-fold improvement of the lateral resolution, greater sensitivity and 90% reduction of the spatial error (from 758 μm to 76 μm) with adapted

BF compared to conventional BF. Compared to optimal results in homogeneous medium (pure turpentine), lateral resolution was only 39% lower with adapted BF. An *ex vivo* quantitative study conducted on an isolated porcine lens, following a similar experimental protocol, confirms the interest of adapted BF. It brought a 2-fold improvement of the spatial resolution, a greater sensitivity (about 4.5 dB) and a 74% reduction of the spatial error (from 714 μm to 185 μm) compared to conventional BF, when the velocity gradient of the crystalline lens is taken into account.

Finally, first *ex vivo* experimentation on a human eye were carried out to appreciate the clinical interest of our eye-adapted BF in relation to conventional BF. Whether conventional B-scan showed a protuded retina with a compression inward similar to the observations made by Sokollu, this severe distortion almost disappeared on adapted B-scans. Furthermore, adapted BF provided a much better view of the ocular fundus (finer speckle, greater resolution) that has for major contribution to make possible distinguishing the interfaces of its different layers *e.g.* retina, choroid, sclera.

Both *ex vivo* and *in vitro* experiments gave evidence of the detrimental effects of the crystalline lens on conventional axial B-scans when using linear arrays, as well as the efficiency of adapted BF in significantly reducing them. By acting directly in the BF stage, the proposed BF not only reduces the spatial distortions but also restores resolution and contrast. Such enhancements may provide improved visualization of the crystalline lens and the ocular fundus on transcorneal B-scans as confirmed by first *ex vivo* results where, in contrast to conventional imaging, the layered structure of the fundus becomes distinguishable. Finally, spatial fidelity delivered by adapted BF might be useful for B-mode biometry of the eye, especially for phakometry, currently performed by optical techniques (Purkinje, Scheimplflug) that are known to provide distorted view of the posterior segment.

Keywords : Ocular ultrasonography, linear array, high frequency ultrasound, crystalline lens, phase aberration, adapted beaforming, two-point bending ray tracing, Fermat's principle, phakometry

Table des matières

Glossaire	23
Introduction	25
I L'imagerie échographique de l'œil : pratique et devenir	29
1 L'œil humain et son exploration ultrasonore dans la pratique ophtalmo- logique	31
1.1 L'œil humain	32
1.1.1 Anatomie de l'orbite et son contenu	32
1.1.2 Anatomie et physiologie du globe oculaire	36
1.1.3 De l'œil à la vision	40
1.1.4 Pathologies oculaires	43
1.2 L'Échographie oculaire : Pratique clinique et devenir	53
1.2.1 Aspect échographique des tissus oculaires normaux	54
1.2.2 Instrumentation et techniques d'examen	55
1.2.3 Le mode-A	60
1.2.4 Imagerie du segment postérieur et de l'orbite	62
1.2.5 Imagerie du segment antérieur	63
1.2.6 Les ultrasons face aux autres modalités dans la pratique ophtalmo- logique	63
2 Échographie transcornéenne à haute fréquence : De l'intérêt de corriger les aberrations de phases induites par le cristallin	67
2.1 L'œil : un milieu acoustiquement hétérogène	68
2.1.1 Propriétés acoustiques d'un œil humain adulte sain	68

2.1.2	Causes pathologiques ou post-opératoires d'altérations de ces propriétés	71
2.2	Haute fréquence, sonde multi-éléments et aberrations de phase	73
2.2.1	L'atténuation	74
2.2.2	Les aberrations de phase	75
2.3	Le cristallin : Source majeure d'aberrations de phase du milieu intra-oculaire	77
2.3.1	Propriétés acoustiques locales du cristallin	77
2.3.2	État de l'art des effets du cristallin sur des faisceaux ultrasonores . .	80
2.3.3	Simulation des effets réfractifs du cristallin	84
2.3.4	Conclusion	90

II Formation de faisceau et reconstruction d'image dédiés à l'observation de l'œil par sonde ultrasonore multi-éléments 91

3 Formation de faisceau et reconstruction d'image ultrasonore par sonde mutli-éléments linéaire à l'aide d'un échographe polyvalent, l'ECODERM 95

3.1	Reconstruction d'une image échographique avec une sonde linéaire multi-élément	96
3.1.1	Introduction	96
3.1.2	Formation de faisceau en émission	98
3.1.3	Formation de voies en réception	100
3.1.4	Critères de qualité de l'image échographique	103
3.2	L'ECODERM : un échographe de recherche pour l'imagerie US haute fréquence	106
3.2.1	Présentation générale de l'échographe	106
3.2.2	Reconstruction conventionnelle à partir des données RF	109
3.2.3	Possibilités et limitations du prototype ECODERM	112

4 Une méthode de reconstruction adaptée pour l'imagerie oculaire trans-cornéenne - Corrections des aberrations de phase générées par le cristallin 115

4.1	Principe de Fermat et lancer de rayon pour la détermination du temps de vol entre deux points arbitraires ($A; B$) interceptant potentiellement le cristallin	116
4.1.1	Introduction au lancer de rayon et principe général de la méthode . .	116
4.1.2	Fondements géométriques et mathématiques du lancer de rayon de type bending	119
4.1.3	Méthode de Newton-Raphson pour l'application du principe de Fermat	124
4.2	Implémentation de la technique de lancer de rayon pour la correction des aberrations cristalliniennes dans la reconstruction d'image à l'aide d'une sonde linéaire multi-éléments	134
4.2.1	Détection du contour du cristallin	134
4.2.2	Émission focalisée adaptée	136
4.2.3	Focalisation adaptée en réception	137

4.3	Extension de la technique développée à la prise en compte de l'inhomogénéité de la célérité US dans le cristallin	142
4.3.1	Principe : Un cristallin équivalent pour chaque chemin envisagé . . .	142
4.3.2	Définition de la carte de célérité 2D du cristallin hétérogène	143

III Validation expérimentale *in vitro* et premiers résultats *ex vivo* 151

5 Validation expérimentale *in vitro* de la reconstruction adaptée CLAIFbC 155

5.1	Réalisation d'un fantôme bi-phasique du milieu intra-oculaire	156
5.1.1	Choix des matériaux	157
5.1.2	Réalisation des moules pour cristallin synthétique	159
5.1.3	Caractérisation acoustique HF de la turpentine et de la gélatine à 15% en fonction de la température	163
5.2	Protocole expérimental pour l'imagerie échographique du fantôme intra-oculaire	169
5.2.1	Un fantôme de fil pour quantifier la résolution à 20 MHz	169
5.2.2	Protocole expérimental d'imagerie US	170
5.2.3	Recueil des signaux RF, formation de faisceau en émission et de voies en réception	172
5.2.4	Traitement appliqué aux images échographiques pour l'analyse quantitative	175
5.3	Résultats expérimentaux des reconstructions conventionnelle, CLAPC et CLAIFbC	177
5.3.1	Résultats qualitatifs sur formes cristalliniennes accommodées et non-accommodées	177
5.3.2	Analyse quantitative de la résolution et de la fidélité spatiale	180
5.4	Analyse des résultats quantitatifs et discussion	187
5.4.1	Appréciation générale des B-scans obtenus au travers des cristallins synthétiques	187
5.4.2	Fidélité spatiale	188
5.4.3	Résolution spatiale	190
5.4.4	Contraste	190
5.4.5	Impact de la forme du cristallin sur les B-scans	192
5.4.6	Remarque sur les performances de la technique CLAIFbC en terme de convergence	193
5.5	Étude et résultats complémentaires	193
5.5.1	Effets du F-number en réception	193
5.5.2	Reconstructions conventionnelle, CLAPC et CLAIFbC issues d'une émission conventionnelle	197
5.6	Conclusion	199

6 Premiers résultats <i>ex vivo</i> et perspectives	201
6.1 Expérimentations <i>ex vivo</i> sur cristallin porcin isolé	202
6.1.1 Caractérisation acoustique du cristallin porcin	202
6.1.2 Imagerie sur fantôme haute résolution	205
6.1.3 Discussion	214
6.2 Premières expérimentations sur yeux humains complets <i>ex vivo</i>	215
6.2.1 Protocole expérimental	215
6.2.2 B-scans transcornéens obtenus à partir des reconstructions conven- tionnelle, CLAPC et CLAIFbC	216
6.2.3 Discussion	219
6.3 Perspectives cliniques et conclusion	221
6.3.1 Intérêt diagnostique	221
6.3.2 Intérêt pour la biométrie oculaire	221
6.3.3 Conclusion	222
Conclusion et perspectives	223
Annexes	229
A Communication scientifique	229
Index	243

Liste des tableaux

1.1	Indices optiques des milieux transparents oculaires	42
2.1	Valeurs de la célérité US obtenues <i>ex vivo</i> dans la cornée pour différentes espèces et différentes études.	69
2.2	Valeurs de la célérité US obtenues <i>ex vivo</i> dans le vitré pour différentes espèces et différentes études.	69
2.3	Valeurs de la célérité US obtenues <i>ex vivo</i> - à l'exception de l'étude de Van Der Heijde & Weber réalisée <i>in vivo</i> - dans le cristallin pour différentes espèces mesurées à l'issue de différentes études.	70
2.4	Tableau récapitulant les principales caractéristiques acoustiques des différents tissus oculaire pour l'espèce humaine à température physiologique . . .	71
5.1	Formes accommodée et non accommodée, décrivant un cristallin humain adulte moyen, utilisées dans la réalisation des moules des cristallins synthétiques	161
5.2	Propriétés acoustiques à 20MHz des milieux émulant les humeurs et le cristallin aux températures des expériences visant à valider CLAIFbC	169
5.3	Résultats de convergence pour la reconstruction des B-scans 5.18(d) et 5.20(d)) par la technique CLAIFbC.	180
5.4	Valeurs moyennes et écarts types de l'ensemble des paramètres analysés, calculés sur les 17 et 23 PSFs suffisamment résolues que comportent respectivement les B-scans au travers des formes accommodée et désaccommodée.	187
6.1	Propriétés acoustiques mesurées à 22.4°C dans l'axe antéro-postérieur du cristallin porcin (porcelet âgé de 21 jours).	205
6.2	Résultats de convergence pour la reconstruction du B-scan CLAIFbC (fig. 6.9(d)) lors de l'imagerie du cristallin de porcelet.	208
6.3	Valeurs moyennes et écarts types de l'ensemble des paramètres analysés, calculés sur les 9 PSFs étudiés, pour chaque B-scan.	213

LISTE DES TABLEAUX

6.4	Résultats de convergence pour la reconstruction du B-scan CLAIFbC (fig. 6.9(d)) lors de l'imagerie de l'œil humain sain.	218
-----	--	-----

Table des figures

1.1	Contenu de la cavité orbitale	33
1.2	Orbite osseuse droit d'un crâne humain	33
1.3	Axe de l'orbite et du globe oculaire	34
1.4	Insertions des muscles oculaires de l'orbite droit	35
1.5	Coupe sagittale de l'œil	36
1.6	Aspect histologique de la cornée humaine.	37
1.7	Structure du cristallin adulte	40
1.8	Illustrations antiques du système oculaire extraites de "La Dioptrique" de Descartes - 1637	41
1.9	Deux amétropies courantes : la myopie et l'hypermétropie	43
1.10	Image échographique d'une hyalopathie astéroïde occupant partiellement la cavité vitrénne	45
1.11	Images échographiques d'hémorragies du vitré	46
1.12	Images échographiques de décollement de la rétine	48
1.13	Image échographique transverse d'un rétinobchisis	49
1.14	Images échographiques en coupe transverse d'atteintes du nerf optique	50
1.15	Image échographique montrant le renforcement du disque optique provoqué par un glaucome	51
1.16	Images échographiques de tumeurs intraoculaires	52
1.17	Les débuts de l'échographie oculaire	53
1.18	Positionnement de la sonde échographique pour les différents types de scan en mode-B.	56
1.19	B-scans d'un même mélanome choroïdien, vue sous des coupes différentes	57
1.20	Position de la sonde lors d'un scan transcornéen axial vertical.	57
1.21	Les deux types de scans transcléaux	59
1.22	Schéma d'un examen biométrique en mode-A et échogramme typique.	60

TABLE DES FIGURES

1.23	Dimensions moyennes d'un œil emmétrpe (dimensions en mm).	64
2.1	La technique chirurgicale du Phako-ersatz	73
2.2	Relation entre fréquence ultrasonore et atténuation suivant le type de B-scan effectué	75
2.3	Illustration du plan de coupe de la tranche de cristallin dans les mesures effectuées par De Korte, Thijssen et Van Der Steen pour l'étude de ses propriétés acoustiques locales le long de l'axe antéro-postérieur	78
2.4	Propriétés acoustiques locales d'une tranche de cristallin porcin d'un milli- mètre d'épaisseur effectuée le long de l'axe antéro-psotérieur	78
2.5	Propriétés acoustiques locales d'une tranche de cristallin humain d'un mil- limètre d'épaisseur effectuée le long de l'axe antéro-psotérieur	79
2.6	Profil des propriétés acoustiques le long de l'axe optique et de l'axe équatorial mesurées sur $n = 13$ cristallins humains	80
2.7	Profil des propriétés acoustiques le long de l'axe optique et de l'axe équatorial mesurées sur $n = 10$ cristallins porcins	81
2.8	Profil de la célérité et du coefficient d'atténuation ultrasonore mesuré le long de l'axe optique dans le sens antéro-postérieur sur $n = 8$ cristallins porcins .	81
2.9	Photographie Schlieren montrant les effets d'un cristallin bovin ($\varnothing = 21$ mm) sur un faisceau traversant son axe optique	82
2.10	Photographie Schlieren montrant les effets d'un cristallin bovin ($\varnothing = 19$ mm) sur un faisceau traversant axialement sa périphérie	82
2.11	Simulation de la réfraction induite par les différents milieux oculaires sur des faisceaux en incidence axiale	83
2.12	Compression et rapprochement axial apparent de la rétine sur un B-scan provoqué par le cristallin [Sokollu, 1968].	83
2.13	Réfraction et réflexion d'un rayon issu d'un élément de la sonde LA20 avec un angle de 25° par rapport à la normale à sa surface	85
2.14	Simulation des effets réfractifs de différentes formes ellipsoïdales sur une onde plane émise par une ouverture de 6.4 mm	87
2.15	Comparaison des effets réfractifs de cristallins de formes accommodée et désaccommodée sur une onde émise par une ouverture de 6.4mm et focalisée à $z_f = 20$ mm	88
2.16	Simulation des effets réfractifs d'un cristallin en situation accommodée et désaccommodée sur cinq ondes générées par une ouverture de 1.6 mm pour différentes profondeurs de focalisation	89
3.1	Caractéristiques géométriques d'une sonde linéaire.	97
3.2	Balayage électronique	97
3.3	Carte d'émission/réception comprenant le gain de réception	99
3.4	Principe du delay-an-sum	101
3.5	Forme de la tâche focale en émission-réception lors de l'emploi d'un focali- sation simple et d'une focalisation dynamique en réception.	102

TABLE DES FIGURES

3.6	Diagrammes de directivité en émission et en émission réception pour 24 éléments émetteur et 64 éléments récepteurs	105
3.7	Photographie du prototype ECODERM.	106
3.8	Architecture de l'échographe ECODERM.	107
3.9	Carte d'émission/réception comprenant le gain de réception	107
3.10	Caractéristiques de la carte d'émission/réception	108
3.11	Sonde linéaire haute fréquence 128 éléments LA20.	109
3.12	Paramétrage d'une suite de séquences de tir en mode recherche. Le fichier '.seq' contenant les instructions d'émission/réception de l'ensemble des séquences du balayage électronique est chargé.	110
3.13	Limites de déflexion et de focalisation du faisceau en fonction du nombre d'éléments émetteurs.	113
4.1	Contour du cristallin représenté par deux arcs d'ellipse : ξ_{ant} pour le segment antérieur et ξ_{post} pour le segment postérieur.	118
4.2	Synoptique de la technique de lancer de rayon de type bending pour la détermination du temps de vol TOF_{AB}	119
4.3	Formalisme géométrique pour la construction du chemin lorsque le cristallin est entièrement traversé	123
4.4	Représentation du processus de convergence vers le chemin réfracté \widehat{AB} pour différents couples $(A; B)$	125
4.5	Illustration de la vitesse de convergence de la méthode de newton-Raphson .	126
4.6	Représentation du processus de convergence à l'aide de la méthode de Newton-Raphson lorsque le cristallin est intercepté une seule fois ou bien deux . . .	127
4.7	Illustration de configurations géométriques pouvant conduire à la divergence de la méthode de Newton-Raphson	130
4.8	Configuration géométrique pour laquelle l'intervalle de convergence de la méthode de newton-Raphson est restreint	133
4.9	Illustration géométrique des bornes inférieure et supérieure définissant l'intervalle dans lequel on recherche la solution x^*	134
4.10	Détection du contour du cristallin ζ_L à partir des quatre points P_{ant} , P_{post} , P_{EQ_E} et P_{EQ_O}	135
4.11	Matrice d'émission adaptée pour compenser à chaque tir les aberrations cristalliniennes	137
4.12	Profils des délais adaptés pour différents tirs	138
4.13	Illustrations dépeignant l'influence de la position du point focal Ω_f par rapport au cristallin sur les chemins le reliant aux éléments de la barrette US .	139
4.14	Illustration des résultats typiques obtenus pour le nombre d'itération, la solution x^* sur l'arc arc_1 et l'erreur angulaire Err_{ang} associée, lors de la reconstruction d'une portion de ligne échographique avec la technique CLAIFbC141	
4.15	Profil axial asymétrique de la célérité US au sein du cristallin hétérogène $c_L(x_L; z)$	144

TABLE DES FIGURES

4.16	Profil transverse de la célérité US au sein du cristallin hétérogène $c_L(x; z_L)$	145
4.17	Cartographie 2D de la célérité US au sein du cristallin pour un maillage 616×1241	147
4.18	Influence du maillage sur la précision de la mesure de la célérité moyenne le long d'un segment donné	148
4.19	Illustration comparative des différences d'effets réfractifs selon que l'on considère ou non l'hétérogénéité de la célérité US au sein du cristallin	149
5.1	Courbes de célérité des ondes longitudinales dans la gélatine en fonction de la concentration C et de la température	158
5.2	Comparaison des atténuations dans la turpentine et l'huile minérale mesurées à 25°C par une méthode de substitution en pulse-écho	158
5.3	Géométrie des formes accommodées et désaccommodées telles que définies dans la table 5.1 et utilisées pour la réalisation des moules	159
5.4	Dessins techniques du moule utilisé pour réaliser le cristallin synthétique de forme accommodée α .	160
5.5	Photographies des moules utilisés pour réaliser les cristallins synthétiques accommodé et désaccommodé.	162
5.6	Photographies du cristallin synthétique de forme désaccommodée Ω composé de gélatine concentrée à 15%.	162
5.7	Chaîne d'acquisition pour la caractérisation en pulse-écho de la gélatine et de la turpentine en fonction de la température.	164
5.8	Protocole expérimental pour la mesure en double-transmission de la célérité et de l'atténuation US par substitution.	164
5.9	Célérité US mesurée en fonction de la température au sein de la turpentine et la gélatine à 15%	167
5.10	Courbes en cascade représentant la dépendance en fréquence, entre 10 et 30 MHz, du coefficient d'atténuation de la gélatine à 15% et de la turpentine, pour les différentes températures étudiées	168
5.11	Dessins techniques du fantôme de résolution HF et de ses plateaux mobiles	169
5.12	Photographie du fantôme de fils expérimental	170
5.13	Schéma du dispositif expérimental utilisé pour quantifier la résolution au delà des cristallins synthétiques accommodé et désaccommodé.	171
5.14	Photographies du dispositif expérimental et du support permettant le centrage du cristallin synthétique dans le plan d'insonification US.	172
5.15	Émission adaptée avec la méthode CLAIFbC pour compenser les aberrations de phase générées par le cristallin synthétique dans l'expérience sur la forme accommodée	174
5.16	Émission adaptée avec la méthode CLAIFbC pour compenser les aberrations de phase générées par le cristallin synthétique dans l'expérience sur la forme désaccommodée.	175

TABLE DES FIGURES

5.17	Erreur relative en émission des délais numériques par rapport aux délais CLAIFbC théoriques pour les expérimentations sur la forme accommodée et désaccommodée	176
5.18	Images en mode-B du fantôme de fils dans la turpentine seule (a) et au travers du cristallin synthétique de forme accommodée, reconstruites au moyen des techniques conventionnelle, CLAPC et CLAIFbC	178
5.19	Superposition du contour détecté sur les images en mode-B du cristallin synthétique de forme accommodée obtenu par reconstruction conventionnelle et CLAIFbC	179
5.20	Images en mode-B du fantôme de fils dans la turpentine seule et au travers du cristallin synthétique de forme désaccommodée, reconstruites au moyen des techniques conventionnelle, CLAPC et CLAIFbC	179
5.21	Superposition du contour détecté sur les images en mode-B du cristallin synthétique de forme désaccommodée obtenu par reconstruction conventionnelle et CLAIFbC	180
5.22	Superposition sur les B-scans de référence du centre des 17 et 23 PSFs extraits des reconstructions conventionnelles, CLAPC et CLAIFbC au travers des cristallins synthétiques de forme accommodée et désaccommodée	181
5.23	Erreur spatiale par rapport à l'image de référence, pour chaque PSF analysée dans les reconstructions conventionnelle, CLAPC, et CLAIFbC au travers de la forme accommodée	182
5.24	Même légende que pour la figure 5.23 qui précède, mais dans le cas du cristallin synthétique de forme désaccommodée.	182
5.25	Affichage des résolutions axiale et latérale, représentées par des barres verticales et horizontales, propres à chaque PSF analysée dans les B-scan conventionnel, CLAPC et CLAIFbC, dans la situation accommodée	183
5.26	Résolutions axiale et latérale $\Delta r_{-6dB} _{\alpha}$ et $\Delta l_{-6dB} _{\alpha}$, pour chaque PSF analysée dans les reconstructions conventionnelles, CLAPC et CLAIFbC au travers de la forme accommodée	183
5.27	Affichage des résolutions axiale et latérale, représentée par des barres verticales et horizontales, propres à chaque PSF analysée dans les B-scan conventionnel, CLAPC et CLAIFbC, dans la situation désaccommodée	184
5.28	Même légende que pour la figure 5.26 qui précède, mais dans le cas du cristallin synthétique de forme désaccommodée.	184
5.29	SNR calculé pour chaque région autour d'un plateau de fil, dans les B-scans conventionnels, CLAPC et CLAIFbC, pour les formes accommodée et désaccommodée	185
5.30	Gain relatif par rapport à la référence pour chaque PSF analysée dans les B-scans conventionnels, CLAPC et CLAIFbC, pour les formes accommodée et désaccommodée	186
5.31	PSF du réflecteur ponctuel situé au centre du plateau incliné reconstruite au moyen des techniques conventionnelle, CLAPC et CLAIFbC à partir des lignes RF issues des acquisitions sur le cristallin synthétique forme désaccommodée	194

TABLE DES FIGURES

5.32	Se référer à la légende précédente pour les détails de la figure	195
5.33	Comparaison de l'étalement latéral de la PSF au centre du plateau incliné en fonction de la technique de reconstruction utilisée pour chaque F-number testé	195
5.34	Évolution de l'étalement latéral de la PSF au centre du plateau incliné en fonction du F-number pour chaque technique de reconstruction	196
5.35	Reconstructions issues d'une émission conventionnelle à 17 mm au travers du cristallin synthétique de forme accommodée.	197
5.36	Reconstructions issues d'une émission conventionnelle à 17 mm au travers du cristallin synthétique de forme désaccommodée.	198
6.1	Protocole expérimental pour la mesure en double-transmission par substitution de la célérité et de l'atténuation US au sein du cristallin porcin. . . .	203
6.2	Échogrammes de la cible dans l'eau distillée $A_{eau_{cible}}$, de la cible au travers du cristallin $A_{lens_{cible}}$, et du pôle postérieur du cristallin $A_{lens_{post}}$	204
6.3	Spectres d'amplitude des échos de cible dans l'eau distillée $A_{eau_{cible}}(t)$ et au travers du cristallin $A_{lens_{cible}}(t)$	204
6.4	Coefficient d'atténuation mesuré dans l'axe du cristallin en dB/mm	205
6.5	Schéma du dispositif expérimental d'imagerie utilisé pour quantifier la résolution au delà du cristallin.	206
6.6	Cartographie employée pour considérer l'hétérogénéité de la célérité du cristallin porcin imagé	206
6.7	Émission adaptée avec la méthode CLAIFbC pour compenser les aberrations de phase générées par le cristallin de porcelet en considérant l'hétérogénéité de sa célérité.	207
6.8	Erreur relative en émission des délais numériques par rapport aux délais CLAIFbC théoriques $\Delta\tau_{erreur/tir}$ pour l'émission au travers du cristallin porcin	207
6.9	B-scans du fantôme de fils dans l'eau pure et au travers du cristallin de porcelet, reconstruits au moyen des techniques conventionnelle, CLAPC et CLAIFbC	208
6.10	Superposition sur les B-scans conventionnel et ClaiFbC du contour de cristallin détecté ζ_L	209
6.11	Erreur spatiale pour chaque technique de reconstruction des 9 PSFs analysées, en présence du cristallin de porcelet	210
6.12	Résolutions axiale et latérale propres à chaque PSF analysée dans les B-scans conventionnel, CLAPC et CLAIFbC, au travers du cristallin porcin	211
6.13	Gain relatif $G_{BF/Ref}$ par rapport à la référence pour chaque PSF analysée dans les B-scans conventionnels, CLAPC et CLAIFbC.	212
6.14	Profil latéral, en dB, des PSFs n°4, 5 et 6 pour les techniques de reconstruction conventionnelle, CLAPC et CLAIFbC.	212
6.15	B-scans conventionnel, CLAPC et CLAIFbC au travers du cristallin de porcelet reconstruits avec une apodisation de Hamming dynamique en réception	213

TABLE DES FIGURES

6.16	Images en mode-B du fantôme de fils dans l'eau pure (a) et au travers du cristallin de porcelet, reconstruites au moyen des techniques conventionnelle, CLAPC et CLAIFbC	214
6.17	Photos du dispositif expérimental pour l'observation d'un œil entier.	216
6.18	Cartographie employée pour considérer l'hétérogénéité de la célérité du cristallin humain imagé	217
6.19	Images en mode-B de l'œil humain sain, reconstruites au moyen des techniques conventionnelle, CLAPC et CLAIFb	217
6.20	B-scans conventionnel et CLAIFbC du fond de l'œil humain sain affichés en niveau de gris	218
6.21	Contour de l'implant détecté depuis une image en mode-B native de l'ECO-DERM	219
6.22	Images en mode-B de l'œil humain doté d'un IOL reconstruites au moyen des techniques conventionnelle, CLAPC et CLAIFbC	220

TABLE DES FIGURES

Liste des acronymes et notations utilisés

- CLAPC : Crystalline lens aberration partial correction
- CLAIFbC : Crystalline lens aberration integral Fermat based correction
- DAS : Delay-and-sum
- DR : Dynamique d’affichage en décibel (Dynamic range)
- FWHM : Largeur à mi-hauteur (Full width half maximum)
- $F_{\#}$: F-number
- HF : Haute fréquence
- LA : Barrette ultrasonore linéaire (Linear array)
- PSF : Fonction d’étalement du point (Point spread function)
- RF : Radio fréquence
- SNR : Rapport signal sur bruit en décibel (Signal-to-noise ratio)
- TOF : Temps de vol d’une onde ultrasonore (Time of flight)
- US : Ultrasons

- GRIN : Gradient d’index optique de réfraction du cristallin (Gradient refractive index)
- HSV : Hémorragie spontanée du vitré
- IOL : Implant intraoculaire
- OCT : Tomographie à cohérence optique (Optical coherence tomography)
- PCI : Interférométrie à cohérence partielle (Partial coherence interferometry)
- PIO : Pression intraoculaire
- UBM : Biomicroscopie ultrasonore (Ultrasound biomicroscopy)

- δ : Unité de dioptrie représentant la vergence d’un milieu homogène
- Δr_{-6dB} : Résolution axiale (FWHM axiale d’une PSF)
- Δl_{-6dB} : Résolution latérale (FWHM latérale d’une PSF)
- c_L : Célérité ultrasonore au sein du cristallin
- c_H : Célérité ultrasonore au sein de l’humeur aqueuse et du vitré
- $\mu_{L/H}$: Ratio de célérité entre c_L et c_H
- λ : Longueur d’onde
- ζ_L : Contour ellipsoïdal du cristallin
- ξ_{ant} : Arc elliptique antérieur de ζ_L

GLOSSAIRE

- ξ_{post} : Arc elliptique postérieur de ζ_L
- e_{ant} : Épaisseur antérieure du cristallin
- e_{post} : Épaisseur postérieure du cristallin
- L_{eq} : Diamètre équatorial du cristallin

Depuis l'avènement des sondes linéaires ultrasonores multi-éléments dans la reconstruction d'images en mode-B, l'échographie médicale s'est considérablement améliorée. Couplées à des échographes numériques de plus en plus performants, elles offrent une résolution spatiale, un contraste et une profondeur de champ nettement supérieurs aux sondes mono-élément à balayage mécanique. Ces avantages découlent des possibilités en termes de formation de faisceaux et de voies qu'elles apportent, autorisant ainsi focalisation continue, apodisation dynamique, ouverture adaptatrice, stratégie de formations de faisceaux adaptatives, balayage électronique rapide et complexe... *etc* Malgré ces arguments, il subsiste toutefois un domaine où l'emploi des sondes multi-éléments ne s'est pas démocratisé : l'échographie oculaire. Si des contraintes techniques ont longtemps empêché la fabrication de ces sondes aux fréquences élevées qu'elle requiert, ce n'est plus le cas aujourd'hui. En effet, des progrès récents [Cannata *et al.*, 2006], [Mamou *et al.*, 2008], [Bantignies *et al.*, 2011], [Silverman *et al.*, 2012] ont contribué à l'émergence, sur le marché, de sondes multi-éléments à haute fréquence (≥ 20 MHz). Ainsi, des constructeurs proposent à présent des sondes à des fréquences potentiellement utilisables pour l'observation du fond de l'œil, c'est-à-dire comprises entre 20 et 25 MHz [Coleman *et al.*, 2004a]. La diminution future du coût de ces sondes promet donc à terme de les voir se répandre progressivement dans la pratique échographique en ophtalmologie.

Le milieu oculaire comporte cependant un obstacle susceptible de limiter l'intérêt de telles sondes en échographie ophtalmique. Il s'agit du cristallin, seconde lentille du système optique de l'œil humain, dont le rôle est central dans le phénomène d'accommodation. D'un point de vue acoustique, cet organe constitue également une lentille mais alors de nature divergente [Lizzi *et al.*, 1970], [Chivers *et al.*, 1984]. Milieu où les ultrasons se propagent à une célérité supérieure d'environ 10% à celles des tissus qui l'entourent (l'humeur aqueuse et l'humeur vitrée qui emplissent le volume intra-oculaire), le cristallin se révèle être la source principale d'aberrations de phase pour les faisceaux ultrasonores au sein de l'œil. Il est ainsi connu pour causer une dégradation significative des scans transcornéens [Sokollu, 1968], réduisant résolution spatiale et contraste, mais également provoquant des distorsions marquées au niveau du fond de l'œil, où s'observent pourtant les structures les plus essentielles (*e.g.* la rétine et en particulier la macula, le nerf optique et en particulier la papille, les vaisseaux nourriciers de la choroïde). Ces effets néfastes, déjà marqués sur les

B-scans transcornéens issus du balayage mécanique d'un mono-élément risquent de s'accroître avec l'emploi d'une sonde multi-élément. En effet, ces dernières sont plus sensibles aux aberrations de phases, du fait d'ouvertures réceptrices plus grandes [Ng *et al.*, 1994].

En revanche, ce type de sonde offre, au moyen d'un contrôle adéquat de la phase de ses éléments, l'opportunité de corriger ces aberrations. Cet avantage représente un intérêt de taille, spécialement à haute fréquence où les effets néfastes des aberrations de phase s'amplifient. Ainsi, tant que l'on considérera que l'œil est un milieu homogène, l'augmentation de la fréquence de travail ne s'accompagnera pas du gain en résolution escompté. Cette remarque concerne essentiellement l'imagerie oculaire transcornéenne profondément affectée par les aberrations cristalliniennes. Les sondes multi-éléments constituent à ce titre le moyen le plus prometteur pour améliorer la résolution des B-scans transcornéens.

C'est cette voie que nous avons choisi d'explorer dans ce travail de thèse, à l'aide d'un échographe expérimental, l'ECODERM, développé au sein du laboratoire "Imagerie et ultrasons". Cet appareil fonctionne avec une sonde linéaire haute fréquence (20 MHz) de 128 éléments et permet l'expérimentation d'un vaste panel de stratégies de formation de faisceau et de voies. Une technique de reconstruction capable de compenser les aberrations de phase engendrées par le cristallin à l'aide d'une sonde linéaire multi-élément a ainsi été développée pour l'imagerie oculaire trans-cornéenne. Cette technique permet, à l'issue d'une étape de détection du contour du cristallin, de calculer des délais de focalisation qui tiennent compte de la célérité ultrasonore en son sein et de celle du milieu qui l'entoure, tout en considérant les effets de réfraction subséquents. Elle s'appuie sur une technique de lancer de rayon de type bending associée à la méthode de Newton-Raphson pour satisfaire le principe de Fermat, dont découle la loi de la réfraction aux interfaces. Initialement conçue pour prendre en compte un cristallin homogène, cette technique de reconstruction adaptée a été étendue pour considérer les inhomogénéités qui existent, essentiellement dans les zones capsulaire et corticale, en périphérie du cristallin [De Korte *et al.*, 1994b]. La méthode de correction des aberrations de phase qui la sous-tend a été nommée Crystalline Lens Aberration Integral Fermat based Correction (CLAIFbC). Enfin, une version simplifiée de cette méthode qui intègre également la célérité au sein du cristallin dans le calcul des délais de focalisation, mais néglige les effets réfractifs, a été introduite, sous le nom de Crystalline Lens Aberration Partial Correction (CLAPC).

Plan de la thèse

Ce manuscrit s'articule en trois parties, chacune divisée en deux chapitres. La première partie introduit le contexte et la problématique de ce travail de thèse. Le premier chapitre débute ainsi par une présentation de l'anatomie oculaire et dresse l'état de l'art de son observation échographique dans la pratique ophtalmologique. Les différents aspects que revêt l'échographie oculaire sont abordés et mis en perspective avec les modalités d'imagerie concurrentes (optiques notamment). Le chapitre 2 s'intéresse aux propriétés acoustiques des différents tissus oculaires et en particulier du cristallin, dont les effets aberrateurs sont mis en exergue. Sa nature de lentille divergente pour les faisceaux acoustiques et les conséquences néfastes qui en résultent sur l'imagerie en mode-B (distorsions, perte de résolution) sont illustrées au travers d'un état de l'art et d'une simulation numérique. Les implications des aberrations de phase cristalliniennes sur les scans transcornéens par sonde haute fréquence multi-éléments sont discutées.

La seconde partie présente la solution mise en œuvre pour compenser les aberrations

de phase issues du cristallin. Après un chapitre introductif sur la reconstruction d'image conventionnelle au moyen d'une sonde linéaire multi-éléments et sur l'échographe ECO-DETM, est ensuite détaillée la technique de reconstruction CLAIFbC développée pour compenser les aberrations de phase cristalliniennes.

La dernière partie regroupe les expérimentations menées d'abord *in vitro* pour la validation de la méthode développée puis présente ensuite les premiers résultats *ex vivo*. Dans chaque entreprise, les B-scans issus de la reconstruction CLAIFbC sont confrontés à ceux issus d'une reconstruction conventionnelle, ainsi qu'à ceux résultant également d'une compensation des aberrations cristalliniennes mais négligeant ses effets réfractifs (CLAPC).

Les expérimentations *in vitro*, décrites dans le chapitre 5, ont été menées sur un fantôme bi-phasique du milieu oculaire émulant les aberrations cristalliniennes. Les deux formes accommodatives extrêmes d'un cristallin humain adulte ont été investiguées et pour chacune une analyse des réflecteurs ponctuels d'un fantôme de fil a permis de quantifier la résolution spatiale, le contraste et les distorsions des B-scans reconstruits au moyen des différentes techniques de reconstruction. Les effets néfastes des aberrations cristalliniennes sur l'imagerie conventionnelle par sonde multi-élément haute fréquence ont ainsi pu être mis en lumière, et surtout la capacité de la méthode proposée à les compenser, non seulement pour rétablir une résolution proche de celle d'un milieu homogène mais également pour restaurer grandement la fidélité spatiale.

Enfin, le chapitre 6 présente les résultats obtenus *ex vivo*, comprenant l'étude des effets d'un cristallin porcin isolé au travers d'un protocole proche de celui employé *in vitro*, et les premiers B-scans au travers de l'œil humain. Parmi les deux yeux étudiés, l'un est sain et l'autre doté d'un implant IOL, consécutif à une opération de la cataracte.

Au termes de ces expérimentations, les conséquences de la traversée du cristallin sur l'imagerie conventionnelle par sonde multi-éléments haute fréquence sont rapportées d'une part, et l'apport de l'imagerie adaptée (CLAIFbC et CLAPC) ainsi que ses potentiels cliniques (diagnostique et biométrique) sont exposés, d'autre part.

Première partie

L'imagerie échographique de l'œil : pratique et devenir

L'œil humain et son exploration ultrasonore dans la pratique ophtalmologique

Sommaire

1.1	L'œil humain	32
1.1.1	Anatomie de l'orbite et son contenu	32
1.1.1.1	L'orbite	32
1.1.1.2	Les annexes du bulbe	34
1.1.2	Anatomie et physiologie du globe oculaire	36
1.1.2.1	Les trois tuniques du globe oculaire	36
1.1.2.2	Les milieux transparents de la cavité oculaire	39
1.1.3	De l'œil à la vision	40
1.1.3.1	Un système optique adaptatif	41
1.1.3.2	Les différentes formes d'amétropie	42
1.1.4	Pathologies oculaires	43
1.1.4.1	Pathologies du segment antérieur	43
1.1.4.2	Pathologies du segment postérieur	45
1.1.4.3	Atteintes du nerf optique	49
1.1.4.4	Tumeurs intra-oculaires	51
1.1.4.5	Maladies inflammatoires oculaires	52
1.2	L'Échographie oculaire : Pratique clinique et devenir	53
1.2.1	Aspect échographique des tissus oculaires normaux	54
1.2.2	Instrumentation et techniques d'examen	55
1.2.2.1	Indications pour l'examen	55
1.2.2.2	Différentes sondes pour différents examens et différents modes	55
1.2.2.3	Le positionnement de la sonde en mode-B dans l'examen du segment postérieur	56
1.2.3	Le mode-A	60
1.2.3.1	Le mode-A biométrique	60
1.2.3.2	Le mode-A diagnostic	61
1.2.4	Imagerie du segment postérieur et de l'orbite	62
1.2.4.1	Le segment postérieur	62
1.2.4.2	L'orbite	62
1.2.5	Imagerie du segment antérieur	63

1.2.5.1	Technique d'immersion	63
1.2.5.2	La biomicroscopie ultrasonore - UBM	63
1.2.6	Les ultrasons face aux autres modalités dans la pratique ophtalmologique	63
1.2.6.1	Dans la biométrie oculaire	63
1.2.6.2	Dans le diagnostique	65
1.2.6.3	Axes de développement	66

Dans ce chapitre introductif, l'objet motivant ce travail de thèse, l'œil humain, est présenté de son anatomie à son fonctionnement en passant par les principales pathologies pouvant l'affecter.

Les techniques et spécificités propres à l'échographie oculaire sont ensuite détaillées, et mises en perspective avec les modalités d'exploration concurrentes, afin de mieux cerner la place que tient cette discipline dans la pratique ophtalmologique.

1.1 L'œil humain

Une sphère d'un diamètre d'environ 2,5 cm, d'un poids avoisinant 8 grammes, enchâssée dans l'orbite, protégée par les paupières, lubrifiée par des sécrétions lacrymales et animée par trois paires de muscles : voilà l'œil humain, organe unique avec lequel l'homme perçoit son environnement, ses couleurs, ses formes, et ses mouvements. Voici donc la vision, l'un des cinq sens « traditionnels », et peut-être celui le plus étudié depuis l'antiquité, car probablement le plus sensible. En effet, 70% des récepteurs sensoriels de l'organisme sont localisés dans les yeux. Plus exactement, 260 millions de photorécepteurs (cônes et bâtonnets des deux yeux confondus) concentrés sur la rétine. En venant les frapper, les photons entraînent, via une cascade de réactions enzymatiques, la formation de signaux nerveux [Oyster, 1999]. Ceux-ci sont alors orientés vers quelques deux millions de cellules ganglionnaires, situées sur la couche interne de la rétine. Ainsi élaboré, le signal visuel quitte l'œil par le nerf optique ; soit un million de fibres nerveuses qui l'acheminent vers les structures sous-corticales dévolues à la vision, à l'arrière du cerveau ($\sim 15\%$ du cortex cérébral chez l'homme).

1.1.1 Anatomie de l'orbite et son contenu

Le globe oculaire, également dénommé bulbe oculaire, n'est pas le seul élément occupant la cavité orbitale. En effet, comme l'illustre la figure 1.1, le bulbe partage cet espace avec ses annexes (muscles oculomoteurs, paupières, glandes lacrymales et conjonctive), la graisse orbitaire qui le protège et le supporte, et enfin les nerfs et vaisseaux assurant le fonctionnement de l'ensemble. Avant d'aborder la physiologie et l'anatomie du globe oculaire, nous allons d'abord nous intéresser à la cavité dans laquelle il se meut ainsi qu'aux structures rétro et péri bulbaires qui l'entourent.

1.1.1.1 L'orbite

A l'instar des autres mammifères, le crâne humain comporte, dans la partie supérieure de son massif facial, deux renforcements définissant chacun une cavité osseuse : l'orbite (Fig. 1.2).

1.1. L'ŒIL HUMAIN

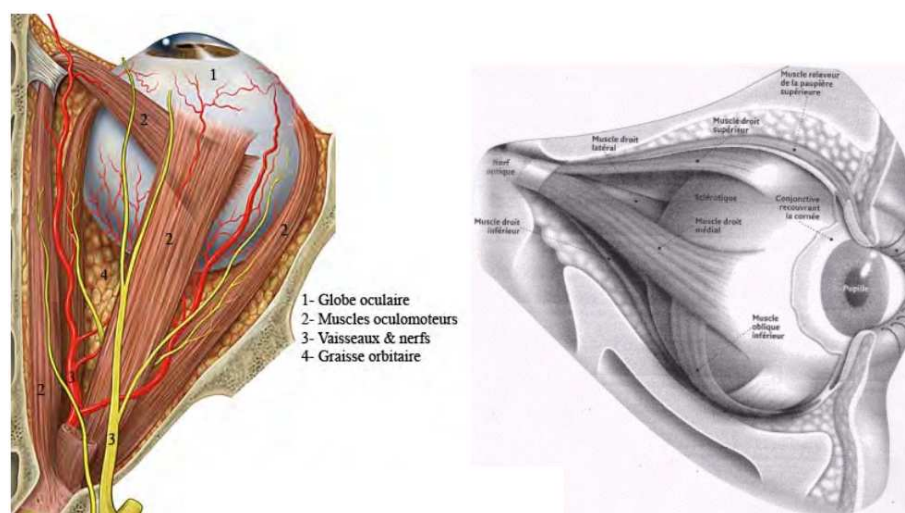


FIGURE 1.1 – Contenu de la cavité orbitale. *Sobotta, "Atlas d'anatomie humaine", tome 1, 4^{ème} édition, Paris*

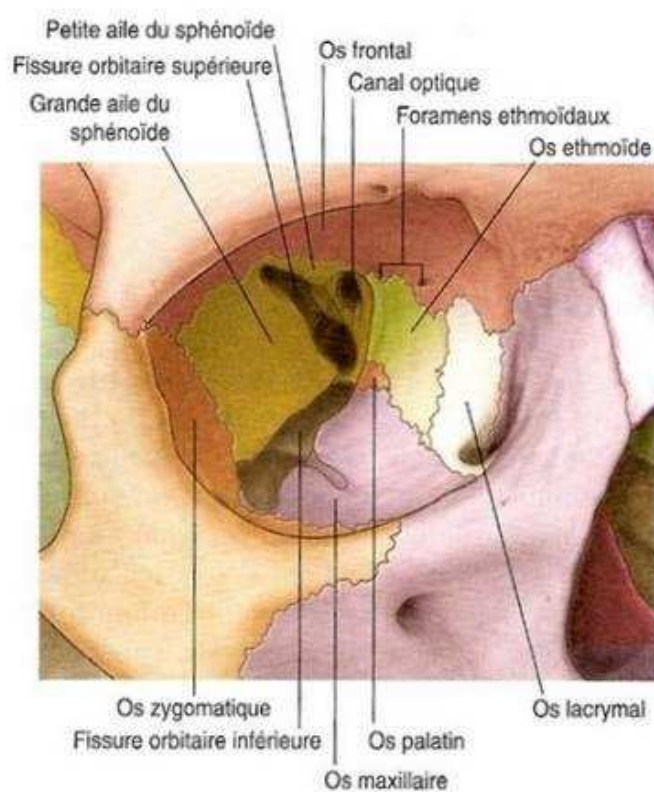


FIGURE 1.2 – Orbite osseuse droite d'un crâne humain. *Netter, "Atlas of human anatomy", 2010*

Les deux cavités orbitaires, séparées par la cavité nasale, contiennent et protègent le globe oculaire et ses annexes. Chaque orbite est constituée par un ensemble d'os juxtaposés formant une cavité tapissée d'une membrane fibreuse : le périoste orbitaire [Oyster, 1999].

1.1. L'ŒIL HUMAIN

L'orbite possède de nombreux orifices la faisant communiquer avec les régions voisines. La forme de la cavité orbitale s'apparente à celle d'une pyramide quadrangulaire dont la base constitue l'ouverture où s'enchâsse l'œil (côté antérieur). Au sommet (côté postérieur) se trouve la fissure orbitaire supérieure (fente sphénoïdale) par laquelle s'échappent les nerfs des muscles oculomoteurs et la veine ophtalmique. Au voisinage de l'apex orbitaire (situé à l'extrémité médiale de la fente sphénoïdale) se trouve le trou optique, orifice permettant au nerf optique et à l'artère ophtalmique de rejoindre l'étage antérieur de la base du crâne.

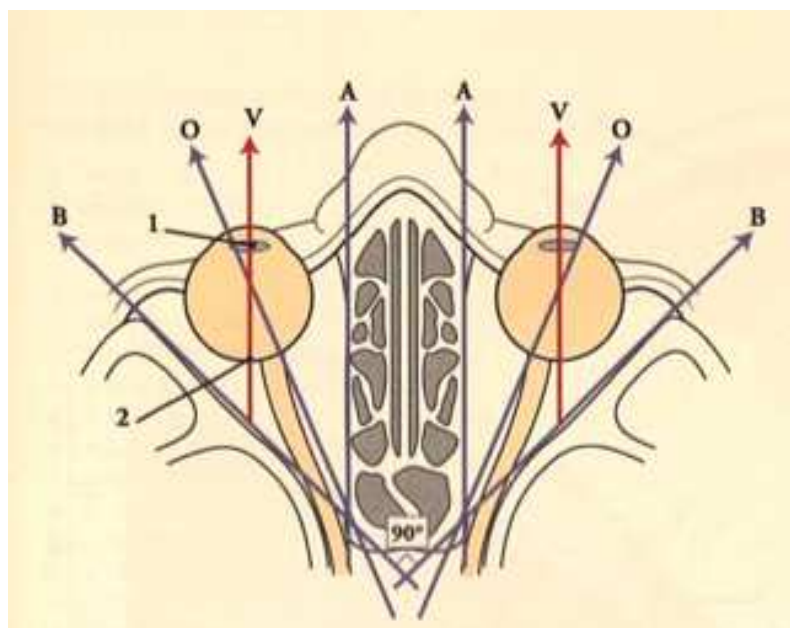


FIGURE 1.3 – Axe de l'orbite et du globe oculaire. En 1 et 2 figurent respectivement le cristallin et la zone centrale de la rétine, la fovéa. Les flèches A et B définissent respectivement les parois médiales et latérales de l'orbite. Les flèches O et V représentent respectivement l'axe de l'orbite (bissectrice de A et B) et l'axe visuel. [Oyster, 1999]

D'un volume d'environ 26 cm^3 chez la femme et $28,5 \text{ cm}^3$ chez l'homme, la cavité orbitale est profonde de 45 mm en moyenne. Son grand axe - défini comme la bissectrice des parois médiale et latérale - forme un angle de 23° avec l'axe visuel comme illustré sur la figure 1.3.

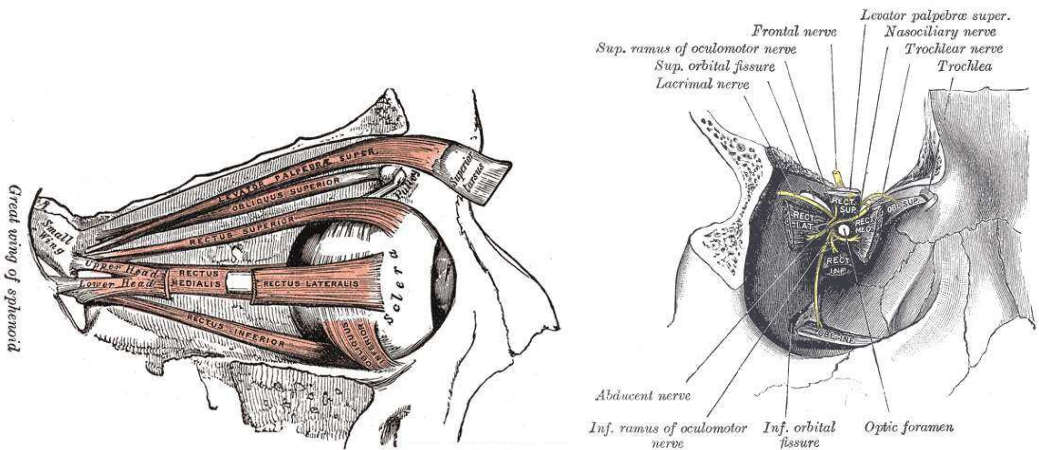
1.1.1.2 Les annexes du bulbe

Les paupières Elles recouvrent et protègent la partie antérieure du globe. Elles sont constituées de lames cutané-musculo-membraneuses mobiles, revêtues sur leur partie externe par l'épiderme, et sur leur partie interne par la conjonctive. Au niveau de leur bord libre, sont implantés les cils et débouchent les conduits excréteurs reliés aux glandes de Meibomius qui assurent la production de sébum lubrifiant le globe. Les paupières sont mues par le muscle orbiculaire. Plus mobile que la paupière inférieure, la paupière supérieure recouvre totalement la cornée lorsqu'elle se clôt.

1.1. L'ŒIL HUMAIN

Les muscles oculomoteurs La motilité du globe oculaire est assurée par six muscles oculomoteurs parmi lesquels quatre sont droits et deux sont obliques. Ces muscles sont tous constitués de fibres striées à contractions volontaires.

Les muscles droits comprennent le muscle médial (côté nasal), le muscle inférieur, le muscle latéral et le muscle supérieur. Ils délimitent un espace conique : le cône fasciomusculaire. La base de ce cône s'insère sur le globe oculaire au niveau de la sclère ("blanc" de l'œil) comme on peut l'apprécier sur la figure 1.4, et son sommet se situe au niveau de l'apex orbitaire, autour de l'émergence du nerf optique, où les quatre muscles droits se réunissent alors, en un anneau tendineux commun, le tendon de Zinn. La partie postérieure des muscles droits occupe donc la zone rétro-bulbaire en compagnie du nerf optique, de la graisse orbitaire, et des nerfs et vaisseaux sanguins ophtalmiques.



(a) Insertions des muscles oculomoteurs et palpébral de l'orbite droit

(b) Origines des muscles oculomoteurs droits et obliques accompagnée des nerfs ophtalmiques adjacents au niveau de la fissure orbitale supérieure (sphénoïde)

FIGURE 1.4 – Insertions des muscles oculaires de l'orbite droit "Journal of Anatomy and Physiology" [Lockwood, 2008]

Les muscles obliques ont la particularité de croiser obliquement l'axe antéro-postérieur du globe oculaire. Le muscle oblique supérieur est le plus long de tous les muscles de l'orbite et s'insère du côté postérieur au niveau du trou optique. Le muscle oblique inférieur, quant à lui le plus court, est le seul qui n'est pas fixé au fond de l'orbite.

Précisons que les mouvements rotatifs du globe oculaire sont permis par l'articulation en rotule qui existe entre la sclère et la capsule de Ténon, gaine de l'orbite qui assure la suspension de celui-ci au sein de la cavité orbitale. Cette capsule faite d'une membrane fibro-élastique entoure l'hémisphère postérieur de l'œil et est séparée de la sclère par un tissu cellulaire très lâche, l'espace de Ténon. La capsule de Ténon fusionne à son extrémité antérieure avec la conjonctive bulbaire (limbe sclérocornéen) et se mêle au nerf optique et aux muscles oculomoteurs dans sa partie rétro et péri bulbaire [Oyster, 1999].

1.1.2 Anatomie et physiologie du globe oculaire

Comme chez la plupart des mammifères, oiseaux, reptiles et poissons, l'œil humain est constitué d'un globe oculaire comportant une calotte transparente sur sa partie antérieure, la cornée, et un tissu rigide de forme sphérique sur le reste de sa surface, la sclère ou sclérotique que l'on appelle communément "le blanc de l'œil". Plus précisément, la paroi du globe oculaire est formée de 3 enveloppes, ou tuniques, enveloppant les milieux transparents chargés d'acheminer les rayons lumineux sur la rétine. Ses principales composantes sont illustrées sur la schéma de la figure 1.5 représentant une coupe sagittale d'un œil adulte.

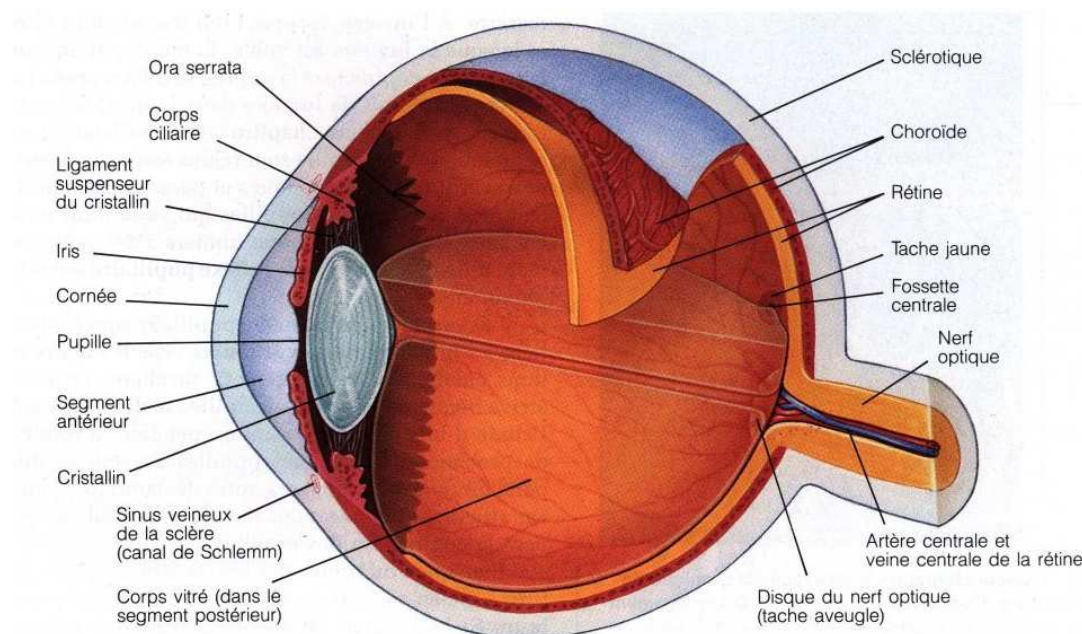


FIGURE 1.5 – Coupe sagittale de l'œil. Le corps vitré n'est représenté que dans la moitié inférieure de la cavité oculaire.

1.1.2.1 Les trois tuniques du globe oculaire

Tunique fibreuse (externe) La tunique fibreuse, externe, se compose sur sa partie postérieure de la sclère opaque (4/5 ème de la surface du globe) et sur sa partie antérieure de la cornée transparente.

La sclère est la plus résistante des tuniques de l'œil ; elle est formée d'un tissu fibreux dense et peu vascularisé assurant sa protection et son maintien structural. Sa partie antérieure est recouverte par la conjonctive bulbaire, muqueuse transparente qui assure la production d'un mucus lubrifiant. D'une épaisseur de 1 à 2 mm, la sclère laisse le passage aux fibres du nerf optique par une petite ouverture postérieure, la lame criblée, et se prolonge au niveau de sa partie antérieure par une membrane transparente circulaire et bombée vers l'extérieur, la cornée.

La cornée humaine est un tissu transparent avasculaire composé de trois couches, l'épithélium, le stroma et l'endothélium, séparées par deux membranes, les membranes de Bowman et de Descemet (Fig. 1.6). D'une épaisseur d'environ 50 μm , l'épithélium, qui est la

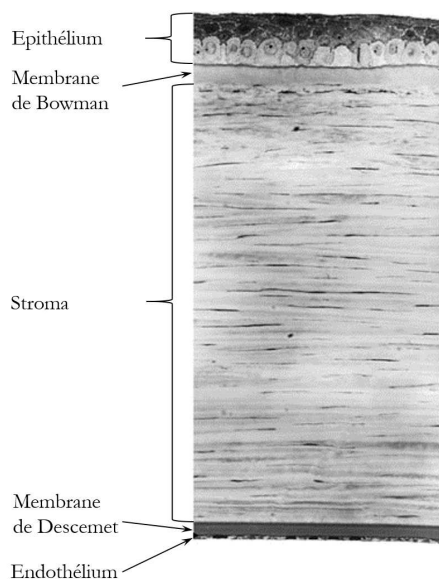


FIGURE 1.6 – Aspect histologique de la cornée humaine.

couche externe, constitue une barrière physique contre l'environnement extérieur et assure l'imperméabilité de la cornée. Le stroma est la couche la plus épaisse de la cornée, comptant pour 90% de son épaisseur totale. Il est composé d'eau à 78% et de collagène pour le reste.

L'endothélium est une monocouche cellulaire de quelques microns d'épaisseur dont le rôle est de réguler la quantité d'eau contenue dans le stroma. Dénuée de vaisseaux sanguins, la cornée assure sa nutrition essentiellement par imbibition de l'humeur aqueuse. Riche en fibres nerveuses dites nociceptives, ces dernières confèrent à la cornée la plus grande sensibilité tactile du corps humain. Cette sensibilité permet d'induire rapidement un clignement d'œil et une sécrétion lacrymale en cas d'agression par contact avec un objet ou attaque bactérienne.

Légèrement elliptique de face, la cornée mesure en moyenne, chez l'adulte, 11,7 mm de diamètre horizontal et 10,6 mm de diamètre vertical. Son épaisseur augmente du centre (environ 0,45 mm) vers la périphérie pour atteindre environ 0,7 mm au niveau du limbe. Le rayon de courbure de sa face extérieure est d'environ 7,8 mm en moyenne et celui de sa face intérieure d'environ 6,8 mm [Oyster, 1999]. La participation de la cornée au système optique de l'œil est détaillée ci-après.

Le limbe scléro-cornéen constitue la zone de transition entre la périphérie cornéenne transparente et la sclère opaque. Il joue un rôle fondamental au niveau de la nutrition et du métabolisme de la cornée périphérique grâce à la richesse de sa vascularisation.

Tunique uvéale (intermédiaire) D'une épaisseur plus importante autour de la papille (200 à 350 μm) qu'à l'ora serrata (85 à 150 μm), la tunique uvéale, dite aussi uvée, est constituée de la choroïde en arrière, puis du corps ciliaire et de l'iris en avant. La choroïde est une membrane riche en vaisseaux et nerfs tapissant les 2/3 postérieur du globe, entre la sclère et la rétine. C'est le tissu nourricier de l'œil ; les importants échanges métaboliques qui ont lieu avec la rétine se produisent au travers d'une couche tissulaire qui recouvre le tissu capillaire choroïdien : la membrane de Bruch. La choroïde se prolonge en avant par

le stroma du corps ciliaire au niveau de l'ora serrata.

Le corps ciliaire se remarque par un épaississement de l'uvée situé en couronne derrière l'iris. Il est essentiellement formé de muscles lisses dont les contractions permettent de tendre ou relâcher les fibres zonulaires, et ainsi modifier la courbure du cristallin. Ils s'agit de l'accommodation, mécanisme de la vision détaillé ci-après. C'est également le corps ciliaire qui sécrète l'humeur aqueuse.

L'iris est la portion la plus antérieure de l'uvée ; il est de structure pigmentée, donnant sa couleur à l'œil et percé en son centre d'un orifice circulaire, la pupille. Sa contraction ou sa dilatation réflexes règlent la quantité de lumière pénétrant dans l'œil par la pupille, à la manière d'un diaphragme. Il est situé dans l'humeur aqueuse entre la cornée et le cristallin, séparant ainsi la chambre antérieure de la chambre postérieure de l'œil. L'iris est innervé par des fibres du système nerveux autonome qui activent ses muscles dilatateurs et sphincters responsables de la dilatation (mydriase) et de la constriction (myosis) pupillaires.

Tunique nerveuse (interne) La tunique nerveuse se compose de la rétine et du nerf optique.

Tapissant le fond de l'œil, la rétine est le lieu de transduction du message lumineux venant de l'extérieur en signaux nerveux électriques destinés au cerveau. Elle se divise, dans le sens antéropostérieur, en deux versants dont la jonction suit une ligne en zigzag : l'ora serrata. La portion principale, postérieure à l'ora serrata, constitue la rétine fonctionnelle ou visuelle, et la petite portion antérieure forme la rétine aveugle. La rétine visuelle se compose d'un tissu neuronal très fin (0,1 à 0,5 mm d'épaisseur), qui fait partie du système nerveux central, dans lequel on peut distinguer deux couches majeures.

La couche externe (la plus en profondeur) ou épithélium pigmentaire est formée d'une seule couche de cellules opaque et de couleur brune.

La couche neurosensorielle ou neuroépithélium est formée de nombreux photo-récepteurs, les cônes et les bâtonnets, auxquels se superposent des cellules neuronales (cellules ganglionnaires et bipolaires propres à la rétine) dont les terminaisons acheminent l'information visuelle. Comme évoqué en introduction, on dénombre environ 130 millions de photo-récepteurs. Les bâtonnets, responsables de la vision nocturne, en constituent 95%. Ils ne sont sensibles qu'à la différence entre obscurité et lumière mais disposent de la plus grande sensibilité. Les cônes, responsables de la vision diurne, forment donc les 5% restants. Moins nombreux mais de taille plus importante ils permettent de différencier les couleurs (combinaison d'influx nerveux en provenance de bâtonnets sensibles soit au rouge, au vert ou au bleu). Les cônes sont présents en majorité au niveau de la macula, "tache jaune" d'environ 2 mm de large sur 1,5 mm de haut appartenant à la région centrale de la rétine. Au milieu de celle-ci se trouve une légère dépression avasculaire de 0,4 mm de diamètre, la fovéa, où sont présents, uniquement, des cônes très rapprochés. Constituant l'axe visuel, c'est le point de la rétine offrant la meilleure acuité, d'où provient la plupart de l'information visuelle arrivant au cerveau.

A proximité de la macula (environ 4 mm de la fovéa) se trouve la papille, zone où les fibres nerveuses (axones) se réunissent pour former le nerf optique, câble d'un diamètre moyen de 4 mm et d'une longueur d'environ 5 cm. La papille dispose quant à elle d'un diamètre d'environ 1,5 mm ; elle est également appelée tache aveugle de part son absence de photo-récepteurs. Le nerf optique compte environ 1 million de fibres axonales ce qui atteste d'un prétraitement de l'information visuelle au niveau de la rétine, lorsque l'on se

réfère au 130 millions de photo-récepteurs présents dans l'œil humain. Avec le nerf optique cheminent également les vaisseaux centraux de la rétine (artère centrale de la rétine et veine centrale de la rétine) qui se divisent en plusieurs pédicules juste après leur émergence au niveau de la papille ; les vaisseaux rétinien sont responsables de la nutrition des couches internes de la rétine.

1.1.2.2 Les milieux transparents de la cavité oculaire

Le globe oculaire enferme les milieux transparents composés de l'humeur aqueuse, du cristallin et du corps vitré. La partie postérieure du cristallin marque la limite entre le segment antérieur comprenant toutes les structures oculaires jusqu'à la cornée et le segment postérieur s'étendant jusqu'à la rétine.

L'humeur aqueuse Il s'agit d'un liquide transparent qui remplit l'espace entre la cornée et le cristallin, liquide continuellement renouvelé (toutes les 2 à 3 heures) et qui, avec le corps vitré, maintient la pression intra-oculaire (PIO). L'humeur aqueuse est produite par les procès ciliaires et passe de la chambre postérieure vers la chambre antérieure à travers la pupille. Dans la chambre antérieure, elle est éliminée au niveau du trabéculum, situé dans l'angle irido-cornéen, passant par le canal de Schlemm qui la relie à la circulation générale. Le trabéculum agit comme un filtre et peut donc être obstrué (débris d'iris, excès de protéines), entraînant alors une élévation de la PIO. Cela peut conduire à l'apparition d'un glaucome, maladie affectant la tunique nerveuse décrite par la suite. L'humeur aqueuse est composée de 99,6 % d'eau, mais aussi de vitamine C, de glucose, d'acide lactique, de sodium et de chlore ; elle est pauvre en protéines et en acides aminés.

Le cristallin Le cristallin (voir Fig. 1.7) est une lentille biconvexe transparente, avasculaire et élastique, entouré d'une capsule élastique de collagène dont les faces antérieure et postérieure se réunissent au niveau de l'équateur où s'insèrent les fibres zonulaires de Zinn qui l'amarrent au corps ciliaire.

La capsule est plus épaisse en avant (environ 13 μm) qu'en arrière (environ 4 μm) et également plus épaisse à l'équateur au niveau de l'insertion des fibres zonulaires [Barraquer *et al.*, 2006]. Elle s'épaissit avec l'âge et son module d'élasticité s'accroît, pendant que celui des fibres zonulaires décroît [Michael *et al.*, 2012]. À l'intérieur de la capsule se trouve la couche des cellules épithéliales, qui recouvre toute la face antérieure du cristallin sur une seule couche et qui se développe à l'équateur en plusieurs couches.

L'intérieur du cristallin est formé d'une multitude de cellules allongées formant des fibres disposées en feuillets concentriques de façon analogue au bulbe d'un oignon. Ces fibres cristalliniennes sont constituées de cellules allongées dont la particularité est l'absence d'organelles et notamment de noyau. Elles se développent tout au long de la vie. Ces fibres prenant naissance en périphérie du cristallin, la zone nucléaire (noyau) est formée des fibres les plus anciennes, la zone corticale (cortex) des plus récentes. Le cytoplasme des cellules cristalliniennes est constitué d'une importante concentration de protéines appelées les cristallines.

Le cristallin est disposé sur un plan frontal, son diamètre équatorial varie entre 8.5 et 10 mm. Son épaisseur axiale est de 4 à 5 mm ; elle augmente sensiblement avec l'âge du fait de la production continue des fibres cristalliniennes, à raison d'environ 0.02 mm

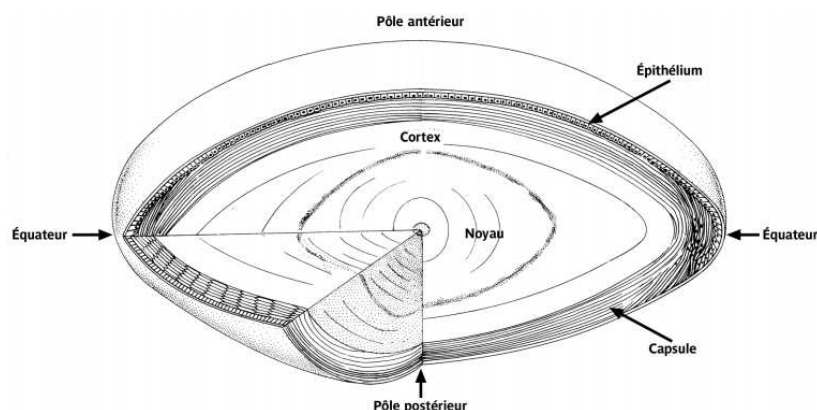


FIGURE 1.7 – Structure du cristallin adulte. La lentille est composée d'une série de couches concentriques. Les couches sont représentées plus épaisses qu'elles ne le sont en réalité. On distingue le noyau au centre de la lentille et le cortex en périphérie, le tout entouré de la capsule cristallinienne en collagène. Les pôles du cristallin sont situés aux centres des surfaces antérieures et postérieures.

par an [Dubbelman *et al.*, 2001]. Le volume du cristallin augmente donc tout au long de l'existence, occupant environ 90 mm^3 à l'âge de 3 mois, il peut atteindre 290 mm^3 vers quatre vingt dix ans.

Lentille naturelle de l'œil, le cristallin est au cœur du phénomène d'accommodation : sa courbure augmente sous l'effet de la contraction des muscles ciliaires, afin de permettre la vision de près. C'est essentiellement sa face antérieure qui se bombe ou s'aplatit, passant d'un rayon de courbure 6 à 7 mm, lorsque l'accommodation est maximale, à un rayon de courbure de 11 à 12 mm en son absence. Précisons que lorsque le cristallin n'est pas accommodé il est dit "au repos" car les muscles ciliaires sont alors relâchés. Cependant, celui-ci est manifestement en tension - transmise par la zonule - puisque lorsqu'il n'est soumis à aucune force, il adopte une forme plus bombée (notamment au niveau de sa face antérieure).

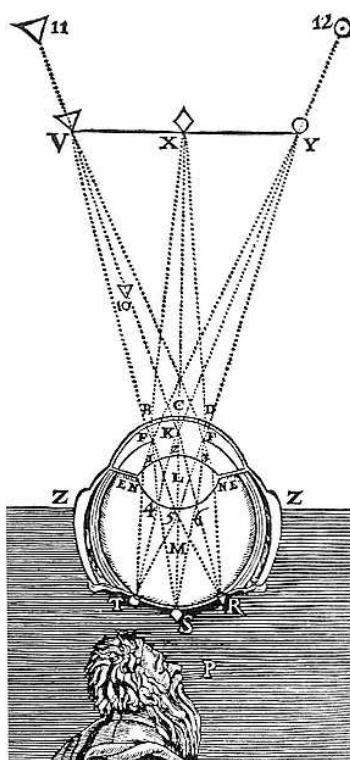
Le corps vitré Le corps vitré est une masse gélatineuse et transparente remplissant la cavité oculaire en arrière du cristallin. Il est composé à presque 99% d'eau, de sels, de sucres et de fibres de collagène riches en acide hyaluronique lui conférant sa viscosité. Occupant près des 90% du volume orbital, il est contenu dans une enveloppe également transparente, la hyaloïde. Le corps vitré participe au maintien de la rétine contre les parois du globe oculaire.

1.1.3 De l'œil à la vision

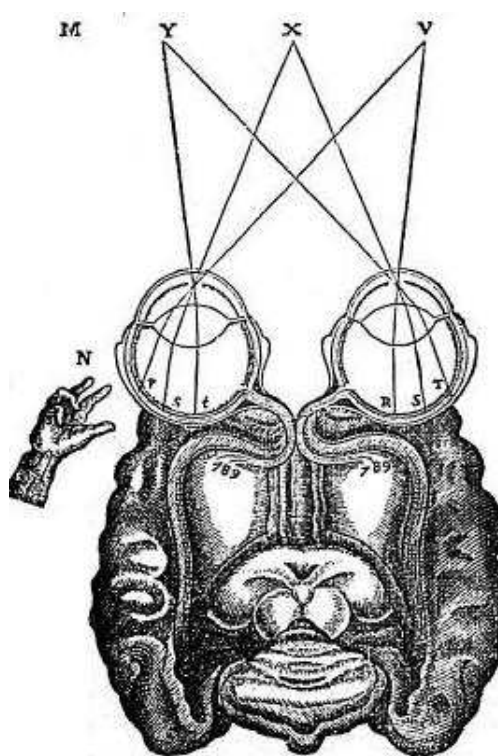
Le fonctionnement optique de l'œil ou plus précisément le mécanisme de la vision est un sujet qui intéresse l'homme depuis l'antiquité. Débattue par les différents penseurs grecs, la vision résulte pour Euclide (325-265 avant J-C) de rayons visuels émanant de l'œil et qui se propagent en ligne droite. L'idée que l'œil est un récepteur, comme supposé par Aristote, ne sera prouvé scientifiquement qu'en 1021 de notre ère, avec le "Traité d'optique" d'Ibn-Al-Haytham (965-1039), philosophe et scientifique arabe. Ce n'est qu'à

partir du développement de l'optique géométrique et des lois de la réfraction de Snell (1580-1626), reprises par Descartes (1596-1650), que la formation de l'image d'un objet sur la rétine, telle que nous la connaissons aujourd'hui, émerge.

Comme nous pouvons le voir sur la figure 1.8(a) extraite de "La Dioptrique" de Descartes, les rayons provenant d'un point vont être focalisés sur la rétine au moyen des deux lentilles naturelles que comporte l'œil, la cornée et le cristallin. La quantité de lumière parvenant jusqu'à la cornée est régie par l'iris qui adapte la taille de la pupille en fonction de l'intensité lumineuse reçue, à la manière d'un diaphragme. De plus, les deux illustrations de la figure 1.8 décrivent l'inversion de l'image sur la rétine, comme avait pu l'observer plus tôt Kepler (1571-1630) en disséquant un œil de bœuf.



(a) Formation de l'image inversée sur la rétine



(b) Transmission de l'image à l'âme

FIGURE 1.8 – Illustrations antiques du système oculaire extraites de "La Dioptrique" de Descartes - 1637

1.1.3.1 Un système optique adaptatif

Nous venons de voir que le système optique de l'œil se caractérise par un écran (la rétine), deux lentilles convergentes (la cornée et le cristallin) et un diaphragme (l'iris).

La cornée et le cristallin définissent quatre dioptries :

- air/cornée antérieure,
- cornée postérieure/humeur aqueuse,
- humeur aqueuse/face antérieure du cristallin

– face postérieure du cristallin/vitré

Le pouvoir dioptrique de l'œil entier se déduit ensuite de la somme des vergences de chacun de ces dioptries. Le pouvoir dioptrique ou puissance, noté π , définit la vergence d'un dioptre, c'est-à-dire sa capacité à faire converger ou diverger la lumière. Il dépend de la différence d'indice optique des 2 milieux qu'il sépare et est proportionnel à l'inverse de la distance focale du système optique et s'exprime en dioptrie, unité de symbole δ . Ainsi, pour un dioptre sphérique de rayon algébrique R , séparant dans le sens du trajet de la lumière deux milieux successifs d'indices n_1 et n_2 il s'exprime comme suit :

$$\pi = \frac{n_1 - n_2}{R} \quad (1.1)$$

Les indices optiques des milieux transparents oculaires sont donnés dans le tableau 1.1.

	Cornée	Humeur aqueuse	Cristallin	Vitré
Indice optique	1,377	1,337	1,413	1,336

TABLE 1.1 – Indices optiques des milieux transparents oculaires

La cornée est l'élément le plus réfractif de l'œil. Elle dispose d'un pouvoir dioptrique de 41 à 43 δ , ce qui représente environ 2/3 du pouvoir dioptrique oculaire lorsque le cristallin est au repos.

Par rapport à la cornée, le cristallin a la particularité de moduler son pouvoir dioptrique afin de maintenir une image nette sur la rétine lorsque l'objet se rapproche. Cette "mise au point" constitue le phénomène d'accommodation. Sa vergence s'accroît avec l'augmentation de sa courbure. Le cristallin constitue donc, d'un point de vue optique, une lentille biconvexe convergente, transparente, à focale variable. Au repos son pouvoir dioptrique est de l'ordre de 22 δ .

La distance la plus proche de l'œil à laquelle on peut encore bénéficier d'une image nette, c'est-à-dire pour une accommodation maximale, définit le *punctum proximum*. Il est d'environ 25 cm pour un œil emmétrope, c'est-à-dire exempt de défaut visuel. De même, le *punctum remotum* distance à laquelle un œil emmétrope perçoit encore une image nette en l'absence d'accommodation (cristallin au repos) est théoriquement situé à l'infini (rayons parallèle à la cornée focalisés sur la rétine). La distance entre ces deux points représente le parcours d'accommodation et la différence entre le pouvoir accommodatif du cristallin à l'état accommodé et celui à l'état de repos définit son amplitude accommodative. De 14 δ chez l'enfant, de 8 δ chez le jeune adulte, elle ne cesse de décroître avec l'âge.

1.1.3.2 Les différentes formes d'amétropie

Un œil est dit amétrope lorsqu'il n'effectue plus une mise au point correcte de l'image sur la rétine (voir Fig. 1.9).

La myopie Dans la myopie, la focalisation d'un objet situé à l'infini s'effectue en avant de la rétine. En conséquence, le *punctum remotum* est rapprochée par rapport à un œil emmétrope, d'où une vision floue au loin. Ce défaut visuel peut résulter d'un système optique défectueux dans lequel un cristallin anormalement bombé sera trop convergent (myopie d'indice), ou bien, et c'est le cas le plus fréquent, d'un œil trop allongé (myopie axiale).

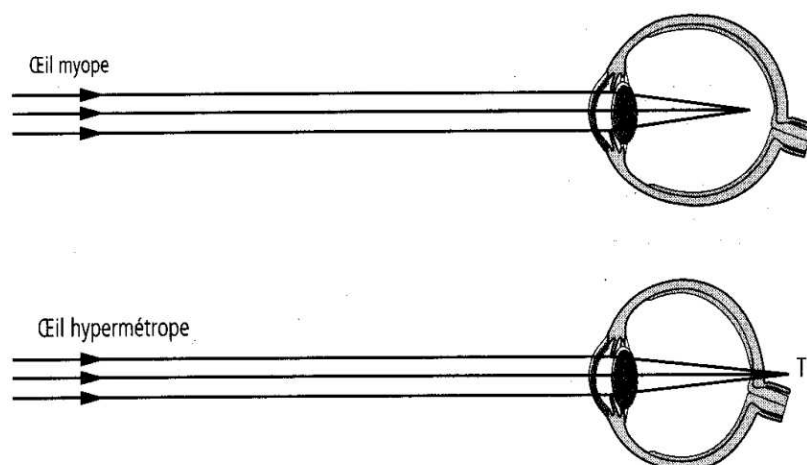


FIGURE 1.9 – Deux amétropies courantes : la myopie et l'hypermétropie

L'hypermétropie Il s'agit de l'inverse de la myopie, l'image d'un objet situé à l'infini se trouvera derrière la rétine. A l'image de la myopie, l'hypermétropie résulte le plus souvent d'une longueur axiale de l'œil trop courte et non d'un défaut de convergence de la cornée ou du cristallin.

L'astigmatie L'astigmatie correspond à un défaut du système optique oculaire dans lequel l'image d'un point n'est pas ponctuelle mais se retrouve étalée, dans le sens antéro-postérieur autour de la rétine. L'astigmatie est généralement associé à une asphéricité de la cornée responsable d'une variation de la focalisation en fonction de l'incidence des rayons lumineux (multi foyer).

La presbytie La presbytie correspond à une augmentation de la distance du *punctum proximum* et donc à une baisse de la vision de près. Elle résulte d'une perte de la fonction accommodative associée à une augmentation de la distance de focalisation du cristallin presbyte. Elle apparaît inéluctablement avec l'âge, le cristallin devenant plus volumineux et plus rigide, il peine à se bomber lorsque les muscles du corps ciliaire se relâchent.

1.1.4 Pathologies oculaires

Dans cette sous-section seules les principales pathologies oculaires observables aux ultrasons sont décrites. Elles sont illustrées le plus souvent par des images échographiques (mode-B) afin de familiariser le lecteur avec l'emploi des ultrasons en ophtalmologie, celui-ci étant détaillé dans la section suivante.

1.1.4.1 Pathologies du segment antérieur

Les principales pathologies du segment antérieur comprennent le kératocône, la conjonctivite, la kératite, l'uvéite antérieure et enfin la cataracte. Cette dernière empêche généralement l'examen optique du fond de l'œil, l'échographie devient alors une modalité privilégiée, notamment pour la planification d'une pose d'implant cristallinien intra-oculaire (IOL).

La Cataracte La cataracte est une affection oculaire définie par l'opacification partielle ou totale du cristallin, entraînant une diminution de l'acuité visuelle pouvant aller jusqu'à la cécité. Elle peut affecter un œil ou les deux yeux en même temps. Elle est d'après l'OMS l'une des causes majeures d'altération de la faculté visuelle.

Dans la majorité des cas, la cataracte résulte du vieillissement, se manifestant principalement chez les personnes de plus de 60 ans et avec une prévalence accrue chez les femmes [Zetterberg et Celojevic, 2014]. Les cataractes séniles progressent en général lentement. Par contre, des facteurs de risques tels que le diabète, le glaucome, l'hérédité, une maladie au cours de la vie intra-utérine (*e.g.* rubéole), un traumatisme à l'œil, une sur-exposition aux ultraviolets (UV) ou encore une contamination chimique peuvent induire des cataractes à tous âges. En fonction de la cause de son développement la cataracte sera dite secondaire (consécutive à une première opération de la cataracte), congénitale, traumatique ou radiative. La progression de ces types de cataracte est habituellement plus rapide.

Selon la haute autorité de la santé (rapport HAS de juillet 2010), la fréquence de cette maladie est en augmentation constante dans les pays industrialisés faisant de l'opération de la cataracte l'acte chirurgical le plus réalisé en France, avec près de 600000 interventions chirurgicales pratiquées en 2008 et 1 millions prévues en 2015.

En fonction de la zone anatomique opacifiée du cristallin (noyau, cortex, capsule), on distingue différentes sortes de cataracte. :

nucléaire : l'opacification touche le noyau du cristallin ; la baisse d'acuité visuelle associée se manifeste par une diminution de la vision de loin lorsqu'elle est liée à une myopie d'indice (augmentation de l'indice de réfraction du cristallin opacifié) et une vision double (diplopie) voire triple (triplopie). Cette forme de cataracte est la plus fréquente et de nombreux ophtalmologues la considère comme un vieillissement naturel du cristallin. Elle se rencontre donc principalement chez les personnes âgées, ou chez les myopes également.

corticale : l'opacification siège au niveau du cortex cristallinien, habituellement à l'équateur.

cortico-nucléaire : l'opacification concerne majoritairement le cortex et le noyau du cristallin. La luminosité perçue est considérablement diminuée. Il s'agit d'une forme fréquente de cataracte sénile.

sous capsulaire antérieure : l'opacification se trouve au niveau ou à proximité de la capsule antérieure du cristallin. Elle se rencontre préférentiellement en cas de diabète ou dans certaines formes d'allergies sévères.

sous capsulaire postérieure : l'opacification est située en avant de la capsule postérieure et est causée préférentiellement par certaines agressions physiques (*e.g.* UV) ou métabolique (*e.g.* tabagisme, carences alimentaires, corticoïdes,...). Elle entraîne plus volontiers une baisse de vision de près et est associée à des voiles de la vision et des sensations d'éblouissement.

totale : l'opacification atteint l'ensemble du cristallin. Cette forme très évoluée que l'on qualifie de cataracte "blanche" est parfois objectivable à l'œil nu, à l'éclairage direct de la pupille, le cristallin cataracté modifiant la lueur pupillaire qui apparaît grisâtre au lieu du rouge habituel.

Bien qu'identifiable puisqu'elle se manifeste par la présence d'échos dans l'intérieur du cristallin d'ordinaire anéchoïque [McNicholas *et al.*, 1994], la cataracte n'est généralement pas observée par ultrasons mais au moyen d'un biomicroscope (lampe à fente) dans la pratique ophtalmologique clinique. Cependant lorsqu'elle est trop dense, l'échographie

constitue la seule modalité permettant la mesure de la longueur axiale de l'œil. Comme nous le verrons dans le sous-chapitre suivant cette mesure - préalable à l'opération de la cataracte - est essentielle dans la calibration de la lentille intra-oculaire que l'on implante pour compenser la forte hypermétropie consécutive à l'ablation du cristallin.

1.1.4.2 Pathologies du segment postérieur

Le vitré, la choroïde, la rétine et en particulier la macula peuvent être le siège de nombreuses pathologies ou témoigner de troubles métaboliques ou systémiques. Cela inclut des tumeurs, des maladies inflammatoires, des dystrophies, des décollements de la rétine ou du vitré, des pathologies vasculaires rétinienne etc...

Pathologies du vitré

Hyalopathie astéroïde La hyalopathie astéroïde est une maladie oculaire rare qui fait partie de ce qu'on appelle les corps flottants du vitré. Les corps flottants sont des opacités de tailles, de formes et de nature diverse présentes dans la cavité vitréenne. Si dans la majorité des cas ils résultent de la formation de petits agrégats de fibrilles liés à la condensation du vitré au cours du vieillissement, il s'agit dans le cas de la hyalopathie astéroïde de dépôts calciques et phospholipidiques. Le mécanisme d'apparition de cette maladie est encore relativement méconnu mais l'on sait qu'elle est liée à l'âge et serait associée à des maladies systémiques [Moss *et al.*, 2001] [Mitchell *et al.*, 2003].

Cette maladie se manifeste sur les images échographiques par des corps apparaissant de manière diffuse ou concentrée, quasi ponctuelle et hautement réfléchive (voir Fig. 1.10).

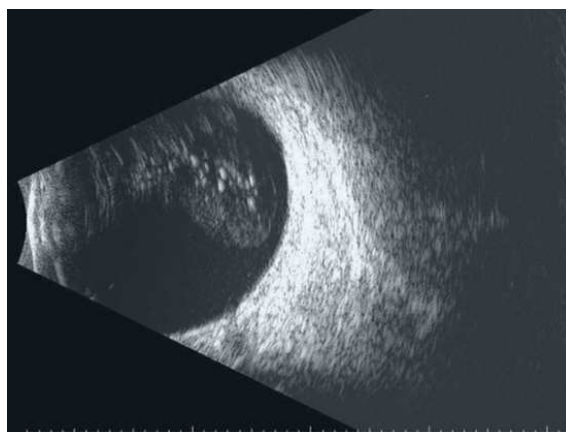


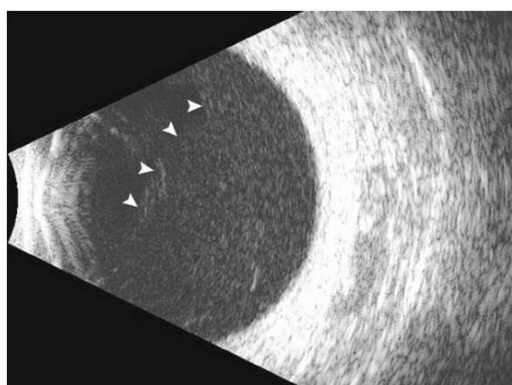
FIGURE 1.10 – Image échographique d'une hyalopathie astéroïde occupant partiellement la cavité vitréenne. "*Ophthalmic Ultraonography*" [Singh et Hayden, 2012]

Décollement postérieur du vitré De même que la rétine, le corps vitré peut subir un décollement, voire une rupture en cas de perforation de son enveloppe hyaloïde. Ce décollement survient généralement avec l'âge, lorsque la structure fibrillaire du gel vitréen dégénère et commence à se liquéfier (sénescence du vitré). Son inertie est alors accrue ce

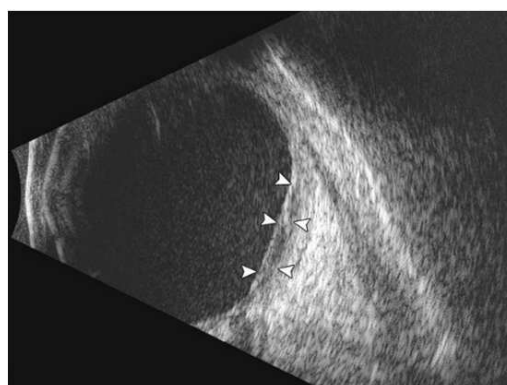
qui provoque des tensions plus importante sur sa paroi. Le vitré étant fortement attaché sur 360° au niveau de sa base - la limite antérieure de la rétine (ora serrata) - et seulement faiblement adhérent à la macula et au nerf optique, ses détachements de produisent préférentiellement au niveau du pôle postérieur[Sebag, 1987]. Chez près de la moitié des personnes atteintes, des portions du vitré restent attachées à la rétine exerçant ainsi des tractions parfois responsables de son déchirement [Kishi *et al.*, 1986].

Hémorragies vitréennes Bien que le vitré soit une structure avasculaire, une hémorragie vitréenne peut survenir suite à une extravasation sanguine au sein de sa cavité. Celle-ci peut résulter d'une rupture ou d'une diffusion au niveau des vaisseaux rétinien (anomalie congénitale ou néovaisseaux anormaux), d'un traumatisme ou encore d'une extension d'une hémorragie en provenance d'une autre source. On trouve ainsi dans les causes les plus communes d'hémorragie vitréenne, la rétinopathie diabétique proliférante (32%), les déchirures rétinien (30%), les rétinopathies proliférantes consécutives à l'occlusion de veines de la rétine, et enfin le détachement postérieur du vitré exempt de déchirure rétinien (8%) [Spraul et Grossniklaus, 1997]. L'hémorragie dans le vitrée s'ensuit d'une formation rapide de caillots qui en principe disparaissent à raison d'environ 1% par jour. L'hémorragie vitréenne a une incidence de 7 pour 100000 au sein de la population globale[Spraul et Grossniklaus, 1997].

Une telle maladie requiert un examen échographique dynamique afin d'identifier les éventuels détachements, déchirures rétinien, ou toute autre source potentielle d'hémorragie vitréenne. Lorsqu'elle est récente, l'hémorragie vitréenne apparaît sous la forme d'une multitude de réflecteurs répartis de façon diffuse dans l'ensemble du vitré et d'intensité faible ou moyenne sur les images échographiques (Fig. 1.11(a)). Ensuite, l'intensité de ces échos augmente progressivement avec la coagulation du sang. Au cours de ce phénomène, le caillot s'organise et se rétracte pouvant alors laisser apparaître des interfaces hautement réfléchives sur les images échographiques [Sharma *et al.*, 2008]. Celles-ci peuvent être confondues avec un détachement de la rétine lors d'un examen statique (Fig. 1.11(b)).



(a) Hémorragie récente : répartition diffuse des réflecteurs présentant des intensités faible à moyenne (têtes de flèche).



(b) Hémorragie dense avec formation d'interface s'apparentant à un décollement de rétine (têtes de flèche).

FIGURE 1.11 – Images échographiques d'hémorragies du vitré. *Vitreoretinal disorders* [Sharma *et al.*, 2008]

Pathologies de la rétine La rétine est sujette à décollement, déchirure, occlusion artérielle ou veineuse (rétinopathie), dégénérescences telle que la dégénérescence maculaire liée à l'âge (DMLA), la rétinite pigmentaire ou encore l'amaurose congénitale de Leber.

Rétinopathie diabétique La rétinopathie diabétique survient dans le cadre d'un diabète et affecte la rétine indirectement par occlusion des artérioles qui l'alimente. À son stade initial, communément appelé "rétinopathie de fond", la rétinopathie diabétique est non proliférante (RDNP) et ne s'accompagne d'aucuns symptômes.

Lorsque le diabète est sévère (type II ou plus) elle peut devenir proliférante (RDP). Il existe alors une augmentation de la perméabilité des capillaires rétinien, provoquant hémorragies et exsudats. L'accumulation de ces fluides entraîne l'apparition d'œdème maculaire conduisant à l'occlusion des vaisseaux rétinien et en conséquence à des ischémies (défaut d'oxygénation) maculaires. De fait, la production du facteur de croissance de l'endothélium vasculaire est stimulée, aboutissant à la formation de capillaires anormaux et peu fonctionnels (néo-vascularisation). Ces néo-vaisseaux peuvent alors occulter la rétine et conduire progressivement à la cécité.

La fréquence de cette maladie est corrélée avec la glycémie sans que l'on puisse fixer un seuil en deçà duquel le risque est réduit[Wong *et al.*, 2008]. De nombreux diabétiques ont une RDNP moyenne, qui n'affecte généralement pas leur vision. Les formes proliférantes en touchent un peu moins de 10 % [Kempen *et al.*, 2004]. La rétinopathie diabétique est la principale responsable des cécités chez l'homme américain de moins de 70 ans[Roy *et al.*, 2004].

La présence d'hémorragie associée avec les formes avancées de rétinopathie diabétique nécessite l'emploi des ultrasons afin de dépister un éventuel décollement de rétine par traction sous-jacente.

La dégénérescence maculaire liée à l'âge La dégénérescence maculaire liée à l'âge (DMLA) ou dégénérescence maculaire sénile est une maladie dégénérative rétinienne chronique, évolutive et invalidante, qui débute généralement après l'âge de 50 ans. Elle atteint de manière sélective la macula en provoquant une dégénérescence de ses cellules visuelles. C'est la première cause de malvoyance après 50 ans dans les pays développés ; 12% de la population entre 65 et 75 ans présente une DMLA [Pascolini *et al.*, 2004]. On distingue trois formes de DMLA, une forme précoce et deux formes évolutives :

DMLA précoce : elle est caractérisée par la présence de drusen, petits dépôts de matériel amorphes dans la rétine et représente environ 30% des cas.

DMLA atrophique : évoluant lentement (sur des années), elle se manifeste par des altérations de l'épithélium pigmentaire et un amincissement de la macula consécutif à l'évolution des drusen et concerne environ 50% des cas.

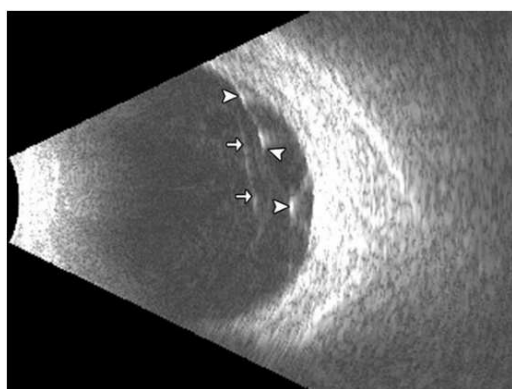
DMLA exsudative : représentant environ 20% des cas, elle est caractérisée par le développement de néovaisseaux choroïdiens sous la macula ; l'évolution de cette forme peut être très rapide, conduisant à la perte de la vision centrale en quelques semaines ou mois.

Les DMLA se remarquent en échographie sous la forme de masses de réflectivité interne moyennement élevée. Avec le temps, les hémorragies sous-rétiniennes associées à la DMLA se remarquent par des zones hypoéchogènes provoquant une excavation de la choroïde et d'apparence similaire au mélanome choroïdien.

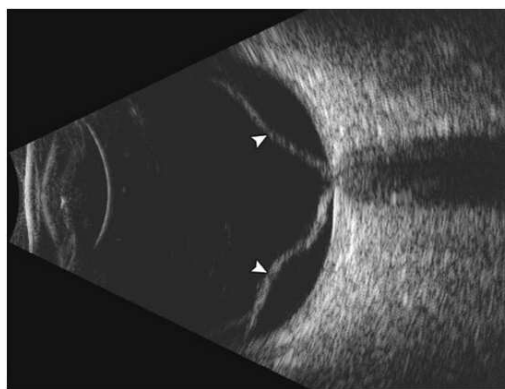
Décollement rétinien Les décollements de la rétine se produisent lorsque la rétine neurosensorielle se sépare de son épithélium pigmentaire (postérieure au reste de la rétine). Trois types de détachement sont à distinguer [Sodhi *et al.*, 2008] :

- **Rhegmatogène** : D'une incidence de 10/100000 dans la population générale, il s'agit du type de détachement le plus fréquent ; il se caractérise par la présence d'une déchirure - également appelée déchirure rétinienne par les ophtalmologues - sur toute l'épaisseur de la rétine. Les décollements rhegmatogènes se produisent des suites de l'action conjuguée de la liquéfaction du vitré, des forces de tractions que provoque une déchirure et enfin de la libre circulation du vitré liquéfié au travers de celle-ci vers l'espace sous-rétinien (espace normalement vide entre la rétine sensorielle et son épithélium pigmentaire) [Sodhi *et al.*, 2008].
- **Tractionnel** : Les détachements de type tractionnel sont les plus courants après ceux de type rhegmatogène [Haimann *et al.*, 1982]. Ils se produisent sous l'effet d'adhésions vitréo-rétinienne provoquant la séparation mécanique de la rétine neurosensorielle de son épithélium pigmentaire. Celles-ci peuvent résulter d'un décollement postérieur du vitré, d'un traumatisme ou encore d'une rétinopathie diabétique sévère. Les détachements tractionnels ont une forme de dôme dont le sommet (point de traction) constitue le point le plus éloigné de l'épithélium pigmentaire (voir Fig. 1.12(a)).
- **Exsudatif** : Les détachements exsudatifs sont le résultats d'une accumulation progressive de fluide entre la rétine neurosensorielle et l'épithélium pigmentaire. Ils traduisent une rupture, soit de la barrière hématorétinienne, soit de la barrière chorio-rétinienne.

Le détachement de type rhegmatogène est qualifié de primitif et les deux autres de secondaires. Ces différents mécanismes peuvent toutefois ne pas s'exclure mutuellement : décollement à la fois tractionnel et rhegmatogène dans certains cas de rétinopathie diabétique proliférante ou d'occlusion de la veine centrale de la rétine, décollement à la fois tractionnel et exsudatif dans certains cas de décollements post inflammatoires.



(a) Décollement de la rétine de type exsudatif (têtes de flèche) accompagné d'un décollement postérieur du vitré (flèches).



(b) Décollement de la rétine total.

FIGURE 1.12 – Images échographiques de décollement de la rétine. *Vitreoretinal disorders* [Sharma *et al.*, 2008]

Les détachements rétiens sont hautement réfléchifs à l'échographie et s'apparentent à des cordes en suspension dans le vitré. Malgré les détachements, la rétine garde toujours contact avec la papille optique. Lorsque la rétine n'est plus attachée au niveau antérieur qu'à l'ora serrata et au niveau postérieur qu'à la papille, le décollement est total et prend la forme d'un entonnoir ce qui se traduit par un "V" sur la vue en coupe qu'offre une image échographique (voir Fig. 1.12(b)).

Rétinoschisis Le rétinosischisis est une maladie rétinienne provoquant une division de la rétine sensorielle en deux couches au milieu desquelles se forme des espaces kystiques [Straatsma, 1977]. Il existe deux formes de rétinosischisis : l'une dégénérative et l'autre juvénile. La forme dégénérative est idiopathique, progressant avec l'âge et touchant 0.7% de la population [Lewis, 2003]. La forme juvénile est d'origine génétique - liée au chromosome X - avec une incidence estimée entre 1/5000 et 1/25000 à travers le monde.

Tout comme le détachement de rétine, le rétinosischisis apparaît hautement réfléchif à l'échographie (Fig. 1.13), mais s'en distingue par une intensité légèrement moindre et une épaisseur moins marquée [Hillman et Ridgway, 1975]. En l'absence de trouble des milieux, le diagnostic du rétinosischisis peut être grandement facilité par un examen OCT qui donne une vision plus précise de la séparation en deux feuillets de la rétine et des espaces kystiques.

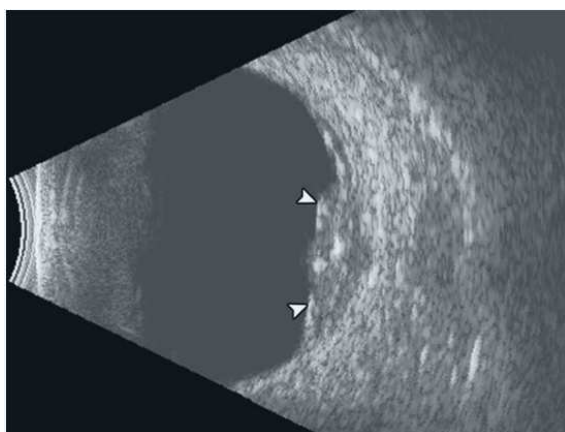


FIGURE 1.13 – Image échographique transverse d'un rétinosischisis. "*Vitreoretinal disorders*" [Sharma et al., 2008]

1.1.4.3 Atteintes du nerf optique

Les maladies du nerf optique s'avèrent en pratique difficiles à diagnostiquer du fait de l'impossibilité de pratiquer une biopsie. L'échographie constitue cependant un bon moyen de diagnostic et de suivi de ses principales affections : la névrite, l'œdème papillaire, les drusen papillaires et enfin la plus fréquente, le glaucome.

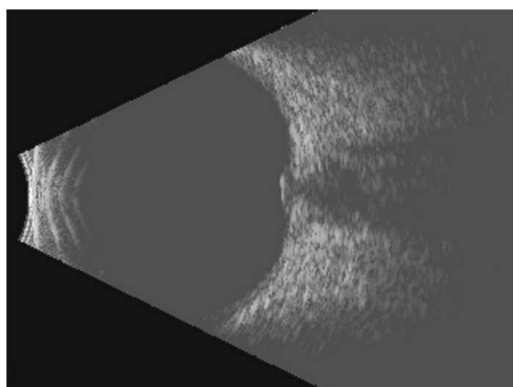
L'œdème papillaire L'œdème papillaire, appelé également stase papillaire, est une petite accumulation d'eau au niveau de la papille résultant généralement d'une hypertension intracrânienne. Tout comme pour la DMLA, l'œdème peut être la cause d'ischémie et entraîner une atrophie optique. Notons que la pression intracrânienne (PIC) est connue pour

être corrélée avec le diamètre de la gaine du nerf optique. Plus son diamètre augmente et plus la PIC sera élevée. Sa mesure constitue donc un moyen indirect pour évaluer la PIC. Les ultrasons constituent le seul moyen non invasif pour son observation.

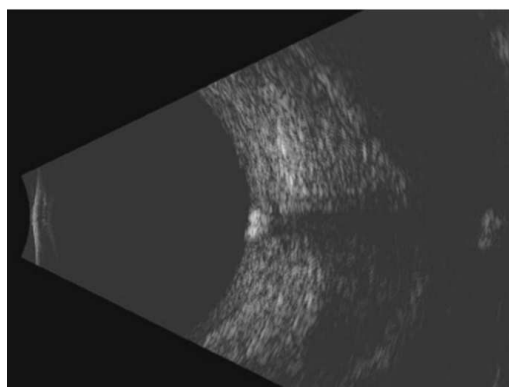
L'échographie en mode-B permet de distinguer l'œdème papillaire, hypoéchogène (voir Fig. 1.14(a)) des drusen papillaires.

Les drusen papillaires Les drusen du nerf optique sont des concrétions calciques issues de la membrane de Brush. D'évolution habituellement bénigne, les drusen peuvent toutefois s'accompagner d'anomalies progressives du champ visuel et entraîner de très rares complications aiguës. Les drusen du nerf optique peuvent ainsi se compliquer d'un œdème papillaire ischémique, les autres causes de perte visuelle dues uniquement au drusen demeurant exceptionnelles. Les drusen ont une incidence comprise entre 0.34% et 2% au sein de la population caucasienne [Zaouali *et al.*, 2014].

Bien que pouvant être visibles par ophtalmoscopie, il arrive que le diagnostic des drusen soit difficile, notamment lorsqu'ils sont enfouis dans la profondeur de la tête du nerf optique. L'analyse de la tête du nerf optique par échographie en mode-B est alors privilégiée pour identifier les drusen papillaires qui se caractérisent par une réflectivité élevée [Khonsari *et al.*, 2010] (voir Fig. 1.14(b)).



(a) œdème papillaire marqué par l'élévation de la papille optique.



(b) Drusen hautement calcifié au niveau de la papille ne présentant pas d'œdème papillaire.

FIGURE 1.14 – Images échographiques en coupe transverse d'atteintes du nerf optique "*Ophthalmic Ultraonography*" [Singh et Hayden, 2012]

Le Glaucome Le glaucome est une maladie dégénérative du nerf optique qui entraîne une perte progressive de la vision commençant tout d'abord en périphérie et progressant graduellement vers le centre. Cette maladie est souvent associée à une pression intra-oculaire (PIO) élevée qui comprime et endommage les fibres du nerf optique et de la rétine. Dans d'autres cas, malgré une PIO normale, une circulation sanguine inadéquate entraîne la mort (nécrose) des cellules du nerf optique et de la rétine. Parmi les symptômes du glaucome on trouve aussi une néo-vascularisation de l'iris et de l'œdème cornéen. La perte de vision associée au glaucome est permanente et irréversible, pouvant mener jusqu'à la cécité en l'absence de traitement. Les types de glaucome sont nombreux avec des mécanismes différents, le plus courant étant le glaucome chronique à angle ouvert (l'angle irido-cornéen) et

le plus grave le glaucome aigu à angle fermé.

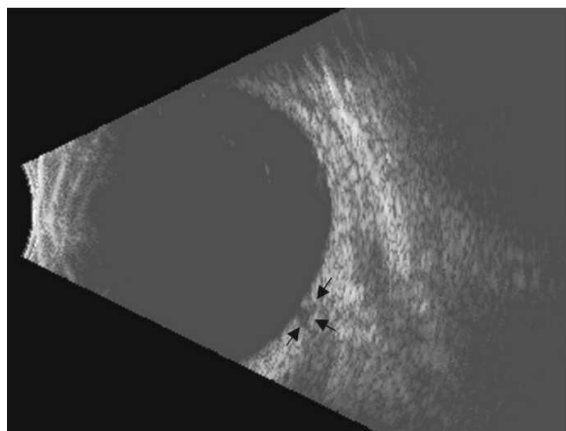


FIGURE 1.15 – Image échographique montrant le renforcement du disque optique provoqué par un glaucome. *"Ophthalmic Ultraonography" [Singh et Hayden, 2012]*

Le diagnostic du glaucome s'effectue donc à plusieurs niveaux, en combinant la mesure de la PIO (tonométrie) qui s'accompagne de la mesure de l'épaisseur cornéenne (pachymétrie), l'évaluation de l'angle irido-cornéen (gonioscopie) et enfin de l'aspect du nerf optique, particulièrement de sa tête. En cas d'opacification, l'échographie du segment postérieur est pratiquée pour l'évaluation de la tête du nerf optique (voir Fig 1.15).

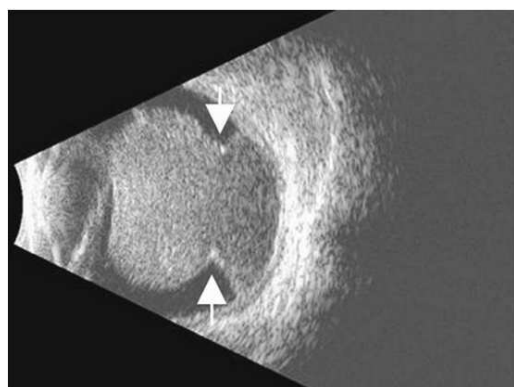
1.1.4.4 Tumeurs intra-oculaires

Bien que rares en comparaison des autres formes d'affections de l'œil, les tumeurs intra-oculaires nécessitent une modalité d'imagerie précise ayant une grande capacité de différenciation tissulaire. Les tumeurs intra-oculaires peuvent être en effet de natures variées, allant de tumeurs bénignes asymptomatiques à des tumeurs malignes pouvant compromettre la vue, voire la vie. L'échographie constitue depuis longtemps une des modalités favorite (par rapport au scanner, l'IRM et l'OCT) pour leur visualisation (localisation, étendue, extension sclérale) localisation, leur caractérisation et leur suivi (développement et régression). Nous allons donner ici la description de quelques unes des tumeurs les plus fréquemment rencontrées.

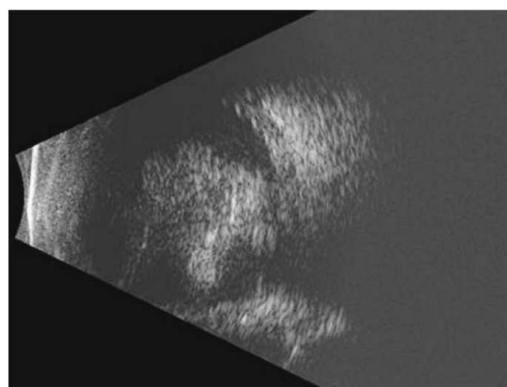
Mélanome choroïdien Le mélanome de la choroïde est une tumeur maligne qui bien que rare, représente la cause la plus fréquente de cancer de l'œil chez l'adulte.

Les ultrasons sont bien adaptés pour caractériser ce type de tumeur et les différencier d'autres entités pouvant présenter une apparence clinique similaire. Notons que l'iris et le corps ciliaire sont eux aussi sujets à mélanome. Les mélanomes sont en général moyennement échogènes (voir Fig. 1.16(a)).

Rétinoblastome Affectant la rétine, le rétinoblastome est la tumeur maligne intraoculaire la plus fréquente de la prime enfance et de l'enfance (90% des personnes touchées sont des enfants de moins 3 ans), avec une incidence de 1/14 000 à 1/20 000 naissances vivantes [Grossniklaus, 2014]. Le rétinoblastome se manifeste le plus souvent par une leucorie (reflet



(a) Mélanome choroïdien en contact avec la capsule postérieure du cristallin. Les flèches indiquent une rupture de la membrane de Bruch.



(b) Rétinoblastome se présentant sous la forme d'une masse intraoculaire calcifiée.

FIGURE 1.16 – Images échographiques de tumeurs intraoculaires "*Ophthalmic Ultraonography*" [Singh et Hayden, 2012]

blanchâtre de la pupille) et un strabisme. D'autres symptômes, tels une baisse de l'acuité visuelle, une inflammation oculaire ou encore une cellulite orbitale peuvent aussi être observés [Grossniklaus, 2014]. Soixante pour-cent des rétinoblastomes sont unilatéraux et la plupart de ces formes ne sont pas héréditaires [Grossniklaus, 2014]. En général, l'aspect du rétinoblastome varie suivant sa progression (voir Fig. 1.16(b)). Il apparaît au début sous la forme d'une lésion transparente légèrement blanchâtre au niveau de la rétine sensorielle qui progressivement va grossir et s'opacifier. Il s'accompagne d'une dégradation des vaisseaux sanguins de la rétine. A un stade avancé, il peut s'accompagner d'un glaucome néo-vasculaire, d'œdème cornée, d'une hémorragie dans la chambre antérieure (hyphéma) ou dans le vitré.

La leucorie étant diagnostiquée à l'issue d'un examen de fond d'œil (modalité optique), le rétinoblastome est ensuite confirmé au moyen des ultrasons. Les tumeurs portant des lésions calcifiées auront une échogénicité d'autant plus importante que la calcification sera prononcée, tandis que les autres seront faiblement échogènes. Lorsqu'un certain degré de calcification est atteint, les images échographiques affichent typiquement une masse intra ou sous rétinale irrégulière aux contours arrondis, comme on peut l'apprécier sur la figure 1.16(b).

1.1.4.5 Maladies inflammatoires oculaires

Les uvéites comprennent un vaste panel d'inflammations oculaires impliquant l'iris, le corps ciliaire et la choroïde. L'incidence des uvéites est élevée, avec 52.4/100000 cas reportés aux États Unis [Gritz et Wong, 2004]. Elles sont majoritairement localisées (à 90%) dans le segment antérieur, avec une préférence pour l'iris [Shah *et al.*, 1992]. Les inflammations peuvent également toucher le tissu scléral et la cavité orbitale.

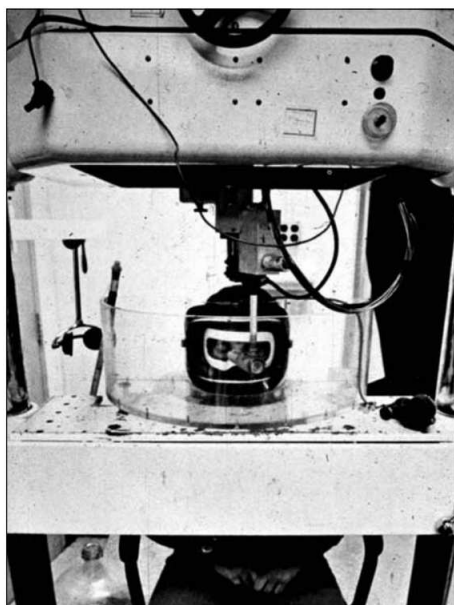
Les ultrasons jouent un rôle important dans l'évaluation de nombre d'inflammations affectant le globe et ses annexes. Si pour les inflammations du segment antérieur les techniques optiques sont favorisées en l'absence d'opacification, l'échographie s'avère très utile

pour les inflammations touchant à la sclère ou aux muscles oculomoteurs. Les inflammations se remarquent échographiquement par des exsudats hautement échogènes dans le voisinage de la zone inflammée.

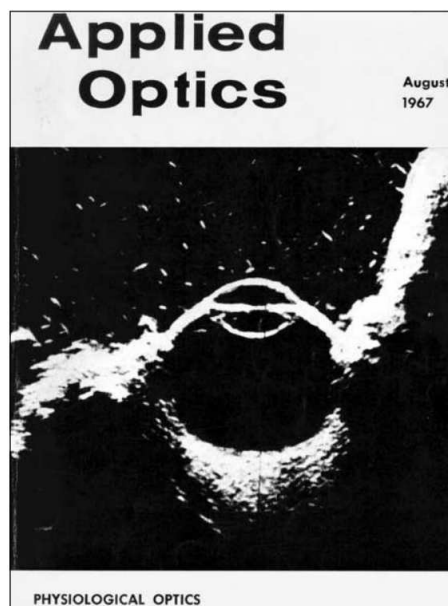
1.2 L'Échographie oculaire : Pratique clinique et devenir

Pratiquée depuis près de 50 ans, l'échographie oculaire se distingue des autres types d'échographie médicale par les fréquences élevées qu'elle nécessite pour l'observation des petites structures propres à l'anatomie oculaire. Les fréquences employées de nos jours vont ainsi de 8 MHz pour l'observation des tissus orbitaux à 100 MHz pour l'observation de la cornée.

Initiée au milieu des années 50 par Mundt et Hughes[Mundt et Hughes, 1956], l'échographie de l'œil fut l'une des premières applications des ultrasons en médecine[Oksala et Lehtinen, 1957]. Près de 20 ans de développements techniques et technologiques ont peu à peu conduit à l'émergence de l'échographie ophtalmique dans la pratique clinique et ophtalmologique. Parmi les acteurs de cet essor, figurent Baum et Greenwood, premiers chercheurs à avoir mis au point un système d'imagerie en mode-B [Baum et Greenwood, 1958b], [Baum et Greenwood, 1958a] (voir Fig. 1.17), ou encore Ossoinig qui, au milieu des années 70 a proposé toute une sémiologie en mode-A - encore utilisée de nos jours - des différentes pathologies oculaires et orbitaires [Ossoinig, 1974], [Ossoinig et Till, 1975], [Ossoinig *et al.*, 1979], [Ossoinig, 1979]



(a) Système d'immersion au moyen d'un masque tel que développé par Baum pour l'observation d'un ou des deux yeux.



(b) L'une des premières publications d'une échographie en mode-B de l'œil, par Baum.

FIGURE 1.17 – Les débuts de l'échographie oculaire. *Ultrasonography of the Eye and Orbit*

En l'espace de quelques décennies, l'imagerie de l'œil et de l'orbite n'a cessé de se développer, profitant des progrès constants d'autres techniques, comme la radiologie (scanner), l'IRM ou spécifiques à l'ophtalmologie. Bien que représentant une des plus an-

ciennes modalités pour son exploration (en particulier avec la biométrie en mode-A décrite dès la fin des années 1950), le caractère confidentiel de l'échographie oculaire a longtemps confiné son utilisation à un cercle restreint d'ophtalmologistes et d'échographistes [Bergès *et al.*, 2006]. Depuis l'apparition puis le développement continu du mode-B permettant la restitution d'une image anatomique bidimensionnelle, l'échographie s'est imposée comme une technique de référence, en particulier comme un prolongement de l'examen clinique quand les milieux opaques interdisaient l'accès au fond d'œil [Bergès *et al.*, 2006] [Sandra Frazier Byrne, 2002]. Une étape supplémentaire a été franchie avec l'apparition et le perfectionnement de l'écho-Doppler couleur et pulsé [Bergès *et al.*, 2006] [Lieb, 1993].

Dans cette section, nous allons tenter de dresser un panorama complet des différentes spécialités que comporte l'échographie ophtalmique.

1.2.1 Aspect échographique des tissus oculaires normaux

Nous allons donner ici une brève description de l'aspect que revêtent les principales structures anatomiques de l'œil sur les images échographiques (mode-B). Rappelons que le globe oculaire est arbitrairement divisé en un segment antérieur (cornée, iris, corps ciliaire et cristallin) et un segment postérieur (corps vitré, rétine, choroïde et sclère). Précisons aussi que l'échogénicité se définit comme la capacité d'un milieu à renvoyer un écho lorsque celui-ci est parcouru par une onde ultrasonore. Plus une structure est échogène et plus l'intensité des pixels qui la représentent sur l'image échographique sera importante. L'intensité d'un écho résultant d'une réflexion - comme on l'observe à l'interface entre deux tissus n'ayant pas la même impédance acoustique lorsque celle-ci est de grande taille par rapport à la longueur d'onde - sera d'autant plus importante que la différence d'impédance sera grande et que la sonde sera orientée de façon normale à cette interface (réflexion maximale). L'échogénicité que nous décrivons ici est sans lien avec l'inclinaison de la sonde, il s'agit de l'échogénicité intrinsèque des tissus oculaires normaux traduisant donc la différence d'impédance acoustique.

Segment antérieur L'épithélium et l'endothélium de la cornée (interfaces couplant acoustique/cornée et cornée/humeur aqueuse respectivement) apparaissent comme des lignes hyperéchogènes.

Postérieur à l'iris, le corps ciliaire est représenté par une masse hyperéchogène (de façon homogène) aux contours irréguliers, en contact avec les pôles supérieur et inférieur du cristallin [Ossoinig, 1974]. L'humeur aqueuse emplissant la chambre antérieure, de même que les autres milieux transparents est anéchogène.

Le contenu du cristallin (noyau et cortex) est également anéchogène ; seules ses capsules antérieure et postérieure le sont, la première générant un écho plus intense que la seconde [Sandra Frazier Byrne, 2002].

Segment postérieur Le vitré est, à l'image des autres milieux transparents, totalement anéchogène. L'interface qu'il forme avec le fond de l'œil est très marquée. Le complexe rétine, choroïde et sclère forme quant à lui une bande hyperéchogène [Sandra Frazier Byrne, 2002]. L'individualisation des trois couches peut s'avérer difficile surtout lorsque l'on utilise une sonde ultrasonore de fréquence inférieure à 20 MHz [Coleman *et al.*, 2004b]. La rétine et la choroïde se distinguent cependant par une échogénicité légèrement moins importante que

celle de la sclère. [Sandra Frazier Byrne, 2002]

La papille et le nerf optique La papille optique apparaît sous la forme d'un écho particulier, se détachant du reste de l'interface vitréo-rétinienne. Cette zone est plus échogène que le reste de la surface scléro-choroïdo-rétinienne ; souvent décrite comme une légère dépression, elle peut également se trouver au même niveau, voire surélevée, par rapport à la rétine [Sandra Frazier Byrne, 2002]. Faisant suite à cette papille, se trouve évidemment le nerf optique qui apparaît sous la forme d'un tunnel sombre en coupe axiale du fait de l'hyporéflexivité des fibres nerveuses optiques.

Cône rétrobulbaire Les muscles oculomoteurs forment une bande globalement anéchogène accompagnée de quelques faibles échos internes. Ils s'observent depuis l'aire rétrobulbaire jusqu'à leur lieu d'attache sur le globe. Le coussinet adipeux formé par la graisse orbitaire est quant à lui hétérogène et très échogène, ce qui apporte un contraste favorisant la visualisation de la sclère, le nerf optique et les muscles [Sandra Frazier Byrne, 2002].

1.2.2 Instrumentation et techniques d'examen

1.2.2.1 Indications pour l'examen

Les principales indications de l'échographie en ophtalmologie sont de suppléer aux méthodes optiques s'il existe un trouble des milieux (*e.g.* taie cornéenne, hyphéma, hypopion, cataracte évoluée, hémorragie intravitréenne...), d'explorer les zones non accessibles par ailleurs (*e.g.* rétine périphérique, notamment chez le pseudo-phaque), de différencier les structures (*e.g.* vitré, hyaloïde postérieure, rétine...) et de mesurer les différentes anomalies et segments du globe (tumeurs, longueur axiale) [Singh et Hayden, 2012]. En cas d'hémorragie du vitré, elle est essentielle pour le diagnostic des déchirures de la rétine [Nischal *et al.*, 1995a].

L'échographie se révèle ainsi particulièrement utile dans sa capacité à différencier les tissus sains de ceux pathologiques, notamment les tumeurs (*e.g.* mélanome choroïdien, rétinoblastome) ou encore pour distinguer les détachements choroïdiens d'origine séreuse de ceux hémorragiques, les détachements rétiens rhégmatoïdes de ceux de type exudatifs, les drusen papillaires des œdèmes, *etc.*

L'emploi d'une sonde échographique n'est contre-indiqué que dans de rares cas, presque exclusivement lors d'une suspicion de rupture du globe oculaire, en cas de traumatisme ou des suites d'une chirurgie. La pression exercée par la sonde durant l'examen risque alors de provoquer une extrusion du contenu oculaire.

1.2.2.2 Différentes sondes pour différents examens et différents modes

Les sondes US employées dans la pratique ophtalmologique sont constituées d'un unique transducteur permettant l'affichage mono-dimensionnel en mode-A et bi-dimensionnel en mode-B, grâce à un balayage mécanique. Ce balayage peut être linéaire, délivrant une image rectangulaire comme en UBM, ou suivant un arc délivrant une image sectorielle comme dans l'exploration du segment postérieur et de l'orbite.

Les différents examens pratiqués en ultrasonographie ophtalmique permettent d'évaluer toutes les zones du globe de façon méthodologique et reproductible [Ossoinig, 1974] [Byrne, 1979] [Fisher *et al.*, 1991] [Ossoinig, 1979] [Ossoinig *et al.*, 1979] [Farah *et al.*, 1984] [Byrne, 1986] [Farah *et al.*, 1984] [Byrne, 1986] [DiBernardo *et al.*, 1992] [Boldt *et al.*, 2008] [Byrne *et al.*, 2002]. Le type d'examen dépend de la zone à observer. Traditionnellement, le B-scan contact et le A-scan diagnostique sont utilisés dans l'évaluation du globe postérieur et de l'orbite. Les structures oculaires antérieures peuvent être évaluées avec un B-scan en immersion mais sont le plus souvent évaluées par biomicroscopie ultrasonore (UBM). L'examen peut se pratiquer en statique ou bien en dynamique. En dynamique soit l'œil est immobile (fixe un point) et la sonde est mobile, soit l'on demande au patient d'effectuer des mouvements oculaires pendant que la sonde est maintenue immobile.

La fréquence centrale des différentes sondes US que comptent l'échographie ophtalmique est régie par le compromis résolution spatiale *versus* profondeur d'exploration. En effet, plus celle-ci sera élevée, plus la résolution spatiale sera importante, mais plus la profondeur de pénétration sera faible. En effet, si l'atténuation dans l'eau est de 0.02 dB/mm à 10 MHz, elle est de 0.55 dB/mm à 50 MHz [Silverman, 2009].

Ainsi, les sondes échographiques de mode-A utiles pour l'observation de la longueur axiale ou le diagnostique des pathologies du segment postérieur et de l'orbite, fonctionnent à des fréquences généralement comprises entre 8 à 12 MHz.

Les sondes utilisées en mode-B emploient quant à elles des fréquences plus variées, régies par la profondeur d'exploration que l'on souhaite atteindre :

- **10 MHz** pour l'exploration du globe et de l'orbite
- **20 MHz** pour l'exploration de la cornée jusqu'à la partie postérieure du cristallin voire jusqu'au fond du bulbe
- **35 MHz** pour l'exploration de la cornée jusqu'à l'équateur du cristallin
- **50 MHz** pour l'exploration de la cornée jusqu'à la face antérieure du cristallin
- **100 MHz** pour l'exploration de la cornée exclusivement

L'emploi de fréquence supérieure à 35 MHz (très haute fréquence) est qualifié dans la pratique ophtalmologique de Biomicroscopie ultrasonore (UBM pour Ultrasound Biomicroscopy), terme introduit par Pavlin et Foster en 1991 [Pavlin *et al.*, 1991].

1.2.2.3 Le positionnement de la sonde en mode-B dans l'examen du segment postérieur

Du positionnement de la sonde ultrasonore dépend la section d'œil que l'on observe. Dans la pratique ophtalmologique, différents types de coupe ont été définis de façon à pouvoir observer, de façon générale, l'ensemble du segment postérieur et, de façon plus précise, ses structures anatomiques essentielles (*e.g.* la papille optique, la macula).

Par analogie avec la terminologie anglaise, nous allons employer à présent le terme "scan" pour évoquer la zone balayée par la sonde échographique, l'apposition de "A-" ou "B-" permettant de faire la distinction avec le mode employé pour sa réalisation.

Les différents types de scan pour l'observation du segment postérieur s'obtiennent soit en appliquant la sonde sur la cornée (voie transcornéenne), soit sur la sclère (voie transclérale) ; ils peuvent être axiaux, transverses ou longitudinaux (voir Figs. 1.18 et 1.19).

Le couplant acoustique employé peut être soit un gel appliqué préalablement sur le nez de sonde, soit un liquide (eau, solution physiologique) contenu au moyen d'une cupule. On

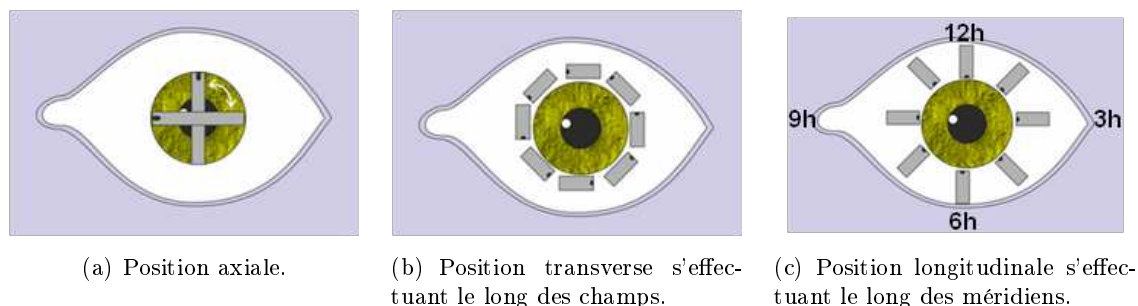


FIGURE 1.18 – Positionnement de la sonde échographique pour les différents types de scan en mode-B.

parle respectivement de technique d'examen contact et immersion.

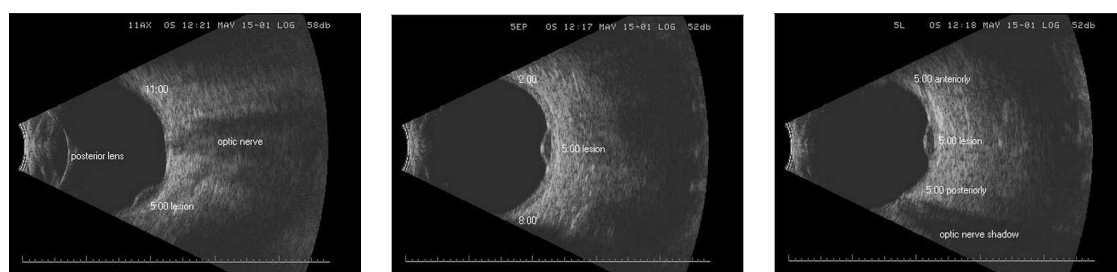


FIGURE 1.19 – B-scans d'un même mélanome choroïdien, vue sous des coupes différentes. "B-scan Ocular Ultrasound" [Waldron et al., 2012]

Position transcornéenne Bien que ce type de positionnement ne soit pas le plus pratiqué ni le plus agréable du fait de la sensibilité de la cornée, il est néanmoins d'un intérêt majeur car il délivre des informations sur les structure oculaires du fond de l'œil les plus essentielles.

B-scan axial Les B-scan axial est particulièrement utile dans l'évaluation du cristallin et de certaines maladies affectant le nerf optique, l'espace de tenon et la macula.

Pouvant être horizontal, vertical ou oblique, le B-scan axial s'obtient en positionnant la sonde sur la cornée (au centre) de façon à ce que le pôle postérieur du cristallin soit aligné avec le nerf optique [Sandra Frazier Byrne, 2002]. Le B-scan horizontal est le plus utile puisqu'il permet l'observation conjointe de la macula et du nerf optique.

Il est important de préciser que le B-scan axial tel que défini pour l'imagerie en mode-B du segment postérieur diffère de celui que l'on réalise en mode-A. En effet, le A-scan axial



FIGURE 1.20 – Position de la sonde lors d'un scan transcornéen axial vertical.

est quant à lui aligné avec la macula et non le nerf optique et ceci en vue de mesurer la longueur axiale de l'œil.

B-scans para-axial La réalisation d'un B-scan para-axial peut être utile dans l'évaluation de la région péri-papillaire du fond de l'œil, c'est-à-dire directement adjacente au nerf optique. Ce type de scan est obtenu en plaçant la sonde face à la cornée comme pour le scan axial, en revanche, la sonde n'est pas orientée vers le nerf optique mais vers une zone péri-papillaire d'intérêt. Les scans para-axiaux sont essentiels dans l'obtention des dimensions précises de lésions péri-papillaires de masse. Ils sont également utiles dans la localisation de la macula, la sonde étant alors orientée le long de l'axe visuel, de la même façon que pour un examen biométrique en mode-A. La dénomination de ce type de scan varie en fonction de la position de la sonde US. En position horizontale (marqueur de la sonde orienté nasalement), le scan sera dénommé HMAC et le nerf optique apparaîtra légèrement décentré vers la gauche (côté nasal) [Sandra Frazier Byrne, 2002]. En position verticale, le marqueur de la sonde pointe vers midi et le scan est dénommé VMAC [Sandra Frazier Byrne, 2002]. Le nerf optique n'est pas visible sur ce type de scan.

Bien que permettant l'observation de structures essentielles de l'anatomie oculaire, les B-scans transcornéens - qu'ils soient axiaux ou para-axiaux - ne délivrent pas une image du fond de l'œil aussi résolue que les B-scans transcléraux. En effet, contraste et résolution spatiale sont compromis par les importantes atténuation et réfraction induites par la propagation des ultrasons au travers du cristallin [Sokollu, 1968], [Lizzi *et al.*, 1970], [Joel K. Shugar, Eugene de Juan Jr., Brooks W. McCuen II, James Tiedeman, Maurice R. Landers III, 1986]. A cette dégradation s'ajoute une distorsion des structures postérieures au cristallin. Les ophtalmologues recommandent en conséquence d'éviter le cristallin si possible. Ces altérations se retrouvent également, parfois en plus accentuées, chez les personnes dotés d'IOL (pseudo-phaque) où en fonction du matériau de l'IOL, des effets de réverbérations peuvent apparaître (échos de répétition sur le B-scan).

Nous reviendrons sur ces effets - au cœur de ce travail de thèse - dans le chapitre suivant.

Position transclérale Les B-scans transcléraux sont généralement pratiqués en première intention pour effectuer un balayage dynamique du segment oculaire postérieur en cas de trouble des milieux. Ils sont en conséquence les plus pratiqués cliniquement et s'effectuent après administration d'un anesthésiant. On distingue les scans longitudinaux (le long des méridiens) des scans transverses (le long des champs); deux exemples sont illustrés sur la figure 1.21.

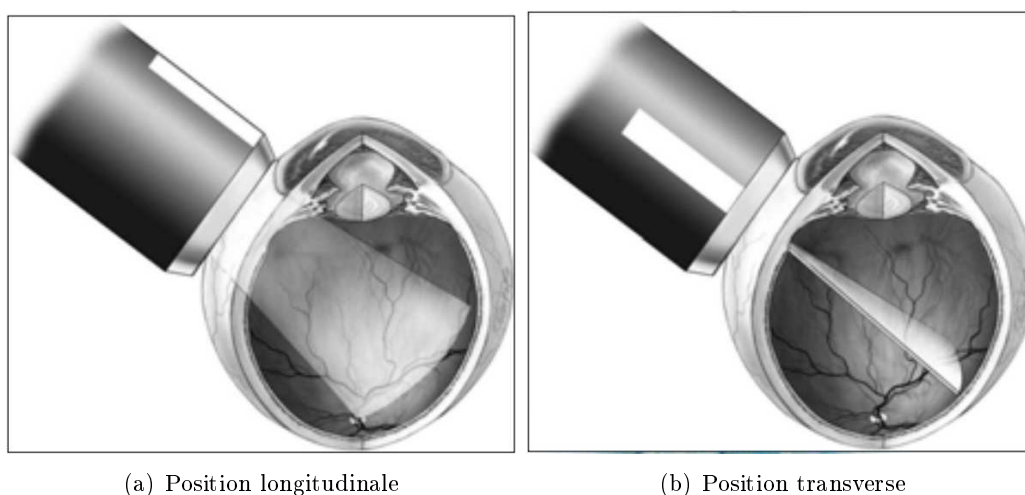


FIGURE 1.21 – Les deux types de scans transcléraux

A l'instar des scans transcornéens, ils permettent de visualiser le disque optique ou la macula. Bien qu'ils ne bénéficient pas d'une vue en incidence normale, les ophtalmologues y ont tout de même recours préférentiellement en cas de cataracte prononcée ou en présence d'IOL. Le scan longitudinal est alors privilégié par rapport au transverse car il permet la visualisation conjointe de la macula et d'une portion du nerf optique, incluant sa papille.

En pratique, la sonde est placée sur la conjonctive, en périphérie de la cornée et le patient est sollicité pour effectuer les mouvements oculaires permettant d'obtenir les scans désirés. L'exploration se réalise suivant les méridiens ou les champs (Fig. 1.18).

Les méridiens (Fig. 1.18(c)) sont des cercles imaginaires passant par les pôles et numérotés comme un cadran horaire. Ainsi une sonde placée à 3h sera placée en position horizontale et du côté nasal sur l'œil droit et temporal sur le gauche. Les champs (Fig. 1.18(b)) sont perpendiculaires aux méridiens et définissent une couronne au niveau de la limbe cornéenne. On distingue quatre champs principaux : nasal, temporal, supérieur (vers la tête) et inférieur (vers les pieds).

B-scan transverse La sonde est posée en contact avec la sclère, le long d'un champ pouvant se situer sur le limbe ou être plus proche de l'équateur, de façon à se trouver du côté opposé au cadran que l'on souhaite observer. Le scan transverse est ainsi désigné par la position horaire du centre de celui-ci, accompagné de l'appréciation de l'éloignement avec le limbe labellisé comme suit : P pour le pôle postérieur, EP pour équateur/postérieur, PE pour postérieur/équateur, E pour l'équateur, EA pour antérieur à l'équateur, O pour l'ora serrata et CB pour le corps ciliaire [Sandra Frazier Byrne, 2002]. Les scans transverses sont les scans transcornéens les plus réalisés. Ils permettent d'apprécier l'extension latérale

d'une pathologie sur approximativement un quart de cadran horaire (6h).

B-scan longitudinal Les scans longitudinaux, également dits radiaires, s'obtiennent en positionnant la sonde dans la direction d'un méridien (Fig. 1.18(c)). Les scans longitudinaux permettent d'apprécier l'étendue radiale d'une pathologie sur environ une heure et sont désignés relativement à la position horaire de la section imagée. Ainsi, si la sonde est placée à 3h, le plan imagé sera à 9h et le scan sera donc dénommé longitudinal de 3h, ou L3.

Le scan longitudinal est généralement utilisé en complément du scan transverse. Il est notamment utile dans la visualisation des tumeurs intraoculaires et de certaines déchirures rétinienne postérieures (localisation d'un point de traction). Le scan longitudinal offre également un moyen pour l'évaluation du disque optique et son voisinage. Bien que ne permettant pas d'observer ces structures en incidences normale contrairement au scan axial, on l'utilise tout de même en pratique pour s'affranchir des effets néfastes provoqués par la traversée du cristallin.

L'examen échographique typique de l'œil en l'absence d'indication particulière comprend cinq scans : quatre transverses (les quatre cadrants) et un axial.

1.2.3 Le mode-A

Première application des ultrasons dans l'histoire de l'échographie médicale et plus particulièrement de l'ophtalmologie, le mode-A ou Amplitude se résume à un affichage mono dimensionnel de l'intensité ultrasonore reçue au cours du temps le long de l'axe de la sonde. Il est toujours utilisé de nos jours à des fins biométriques et/ou diagnostiques. On distingue ainsi deux types de mode-A utilisés en échographie ophtalmique : le mode-A biométrique et le mode-A quantitatif (standardized en anglais) [Byrne et Green, 2002]. Ces deux modes utilisent des transducteurs fonctionnant à des fréquences de travail légèrement différentes et ne reposent pas sur les mêmes algorithmes d'amplification.

1.2.3.1 Le mode-A biométrique

Ce mode est optimisé pour la mesure de la longueur axiale du globe oculaire. Il fonctionne avec une sonde de fréquence 10 à 12 MHz et une courbe d'amplification linéaire [Byrne, 1995]. La sonde doit être placée dans l'axe optique, en contact ou en immersion.

La célérité ultrasonore au sein des différentes structures oculaires traversées le long de l'axe visuel à température physiologique (35°C) étant bien établie, elle offre des mesures relativement précises [Oksala et Lehtinen, 1958].

L'échographie constituant à ses débuts l'un des seuls moyen d'exploration non invasif de l'œil, elle a rapidement été employée à des fins biométriques, et s'est progressivement imposée dans la mesure de la longueur axiale du globe. Celle-ci s'effectue dans l'axe visuel, depuis la face antérieure de la cornée jusqu'à l'interface vitréo-rétinienne au niveau maculaire (Fig. 1.22). Elle s'accompagne de la mesure de la profondeur de la chambre antérieure et postérieure, et de l'épaisseur du cristallin.

La mesure de la longueur axiale est utile d'une part dans le diagnostic des amétropies axiales mais surtout en prévision de la pose d'un implant intra-oculaire (IOL). La connaissance de la longueur axiale de l'œil constitue en effet, une information préopéra-

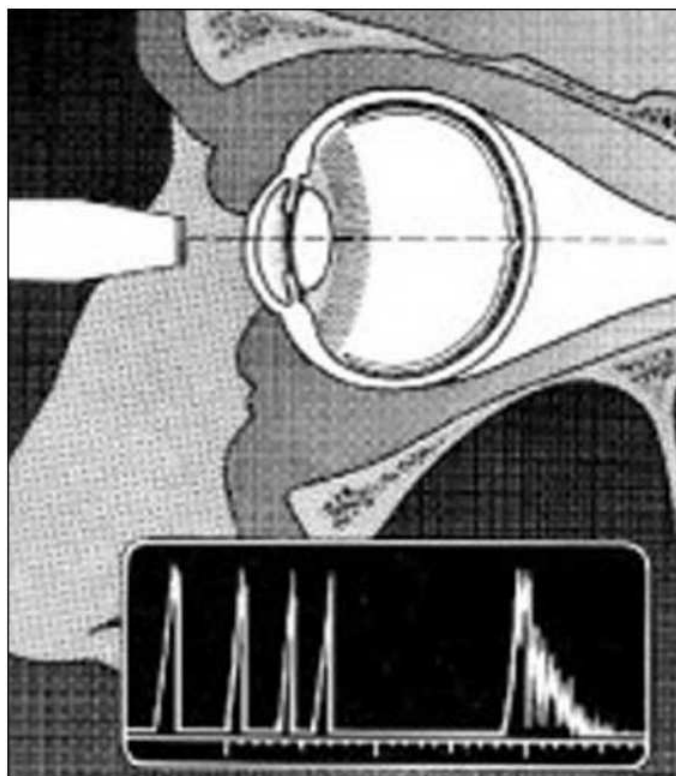


FIGURE 1.22 – Schéma d'un examen biométrique en mode-A et échogramme typique.

toire essentielle tant pour le positionnement de l'IOL que pour le calcul de son pouvoir dioptrique.

On distingue deux techniques biométriques en mode-A :

- par contact, dont la désignation courante est AUS (applanation ultrasound),
- par immersion, dont la désignation est IUS (immersion ultrasound).

La technique AUS est la plus répandue bien que responsable d'une moindre précision que l'IUS, puisque la longueur axiale observée peut être biaisée par la pression exercée sur la cornée par la sonde.

La mesure précise de la longueur axiale est très importante puisqu'elle fournit avec la kératométrie (mesure de l'astigmatisme cornéen) les deux principaux - parmi six au total - paramètres permettant le calcul de la puissance de l'implant [Olsen, 2007]. Les imprécisions sur la mesure de la longueur axiale sont reconnues comme étant la source majeure d'erreur réfractive post opératoire [Olsen, 2007]. En effet, une erreur de $100\ \mu\text{m}$ dans la mesure de sa longueur conduira à un défaut de correction de $0.27\ \delta$ [Olsen, 2007].

1.2.3.2 Le mode-A diagnostic

Le mode-A diagnostic ou quantitatif est un outil de diagnostic particulier développé par Ossoinig [Ossoinig, 1974] [Ossoinig *et al.*, 1979] dans l'objectif de faciliter la différenciation des différents tissus oculaires. La sémiologie qu'il a définie dans les années 70 est encore utilisée de nos jours, lorsqu'à l'issue d'un examen en mode-B une lésion intraoculaire ou orbitale est révélée. Ce mode utilise une sonde à 8 MHz et une courbe d'amplification en

forme de S. Ce type d'amplification est optimisé pour la différenciation des tissus oculaires, bénéficiant à la fois de la large gamme d'amplification logarithmique et de la sensibilité élevée de l'amplification linéaire. Il est standardisé de façon à ce que le pic d'un écho rétinien en incidence normale soit affiché à 100% de l'échelle d'intensité du A-scan. De même, les structures oculaires particulièrement denses comme la choroïde et la sclère vont également produire des échos dont le pic atteint 100%. Toutes les autres structures intra-oculaires de densités plus faibles afficheront des échos dont les pics seront inférieurs. Le niveau de réflectivité des pics observés permet d'identifier et d'évaluer des tumeurs intra-oculaires ou orbitales. Lorsque le mode-A standardisé est combiné au mode-B, on parle d'échographie quantitative. Il s'agit d'une méthode fiable dans l'évaluation des lésions oculaires basée sur la topographie, les propriétés quantitatives et cinétiques des intensités des échos [Ossoinig *et al.*, 1979] [Byrne, 1979] [Byrne, 1984]. L'échographie quantitative est également utile pour la différenciation des membranes vitréorétiniennes.

1.2.4 Imagerie du segment postérieur et de l'orbite

1.2.4.1 Le segment postérieur

La recherche de maladies vitréo-rétiniennes est l'indication la plus courante dans l'imagerie US du segment postérieur. Au delà de la possibilité de voir cette zone en cas d'opacité comme lors d'une hémorragie du vitré, l'imagerie US du segment postérieur fournit des informations uniques sur le fond de l'œil comparativement aux autres modalités d'imagerie [Green, 1987] [Nischal *et al.*, 1995b]. En particulier, elle permet l'identification, l'évaluation et le suivi d'un nombre important de pathologies du segment postérieur telles que les déchirures rétiniennes [DiBernardo *et al.*, 1992] [Jalkh *et al.*, 1983], les détachements du vitré ou de la rétine [Kerman et Coleman, 1978], [Sutherland *et al.*, 1975], [Blumenkranz et Byrne, 1982], [Zvornicanin *et al.*, 2012], les rétinoblastomes, les détachements de l'épithélium pigmentaire rétinien [Silva et Brockhurst, 1976], les hémorragies sub-rétiniennes [Bloome et Ruiz, 1978], et des lésions disciformes (dystrophies rétiniennes) [Valencia *et al.*, 1994].

L'évaluation du fond postérieur se fait en suivant la méthodologie décrite au début de cette section. Tous les quadrants horaires de l'œil doivent être évalués pour ne manquer aucune pathologie. Les modes-A diagnostique et biométrique sont à présent fréquemment associés au mode-B.

Les sondes employées ont généralement une fréquence centrale de 10 MHz, parfois 20 MHz. Une sonde de 10 MHz dédiée à l'exploration du fond de l'œil est typiquement dotée d'un transducteur de 10 mm de diamètre focalisé à 30 mm soit un $F - number$ de 3 (ratio focale/diamètre transducteur). De telles caractéristiques offrent théoriquement - en milieu homogène - une résolution axiale de $150 \mu m$ et latérale de $450 \mu m$ à la focale, sur une profondeur de champ d'environ 9.6 mm.

1.2.4.2 L'orbite

L'échographie de l'orbite s'intéresse aux vaisseaux orbitaires (doppler), à la structure de la graisse orbitale, et à la glande lacrymale. L'atténuation et les aberrations de phase provoquées par la traversée de la graisse orbitale s'ajoutent à celles de la traversée de la sclère ou du cristallin, rendant l'exploration de la cavité orbitale difficile par ultrasons à haute fréquence, d'où l'emploi de fréquence allant de 6 à 13 MHz seulement. L'examen s'effectue

généralement de façon trans-palpébrale avec, comme couplant acoustique, du gel échographique. De nos jours, c'est principalement l'étude des écoulements sanguins qui subsiste dans la pratique clinique car les progrès de l'IRM et des scanners ont relégués l'échographie en mode-B au second plan dans l'évaluation de l'orbite [Lizzi et Coleman, 2004]. L'observation des écoulements sanguins orbitaux est de plus en plus souvent associé à des sondes US permettant un balayage tridimensionnel de la cavité. L'échographie orbitale reste tout de même d'un intérêt notable pour le guidage de l'anesthésie du globe. Elle permet de voir la diffusion de l'anesthésique - anéchoïque - au niveau du cône musculaire rétro-bulbaire mais surtout de guider le positionnement de l'aiguille afin d'éviter toute déformation voire perforation du globe. Enfin, elle fournit un moyen d'observer le diamètre de la gaine du nerf optique (ONSD pour optic nerve sheath diameter en anglais), diamètre connu pour être reliée à la pression intracrânienne [Whiteley *et al.*, 2014]. Elle constitue à ce titre un moyen de dépistage non invasif de l'hypertension intracrânienne.

1.2.5 Imagerie du segment antérieur

1.2.5.1 Technique d'immersion

L'imagerie du segment antérieur par technique d'immersion consiste à placer une sonde US - dédiée ordinairement à l'exploration du fond de l'œil - à plusieurs millimètres de la cornée de façon à rapprocher sa distance focale (environ 20 mm) du segment antérieur. Le couplage acoustique n'est alors plus assuré par un gel échographique mais par une solution saline équilibrée. Celle-ci est maintenue en contact avec la surface oculaire au moyen d'un cylindre ou d'un entonnoir sans fond épousant la forme de l'œil écarquillé. Un tel "récipient" limite l'inclinaison de la sonde US, c'est pourquoi cette technique est essentiellement utilisée de nos jours pour visualiser l'ora serrata, structure trop postérieure pour être visualisée correctement par biomicroscopie ultrasonore.

1.2.5.2 La biomicroscopie ultrasonore - UBM

L'échographie de très haute fréquence appliquée au segment antérieur a été pratiquée pour la première fois au début des années 90 par Charles Pavlin. Ce dernier a alors introduit le terme biomicroscopie ultrasonore (UBM) et démontré son intérêt pour le diagnostic du glaucome et de tumeurs irido-ciliaires [Pavlin *et al.*, 1991].

L'UBM repose sur l'emploi de sondes échographiques de fréquence supérieure ou égale à 35 MHz dotée d'une focalisation courte - comparativement aux sondes du segment postérieur et de l'orbite - comprise entre 10 et 12 mm, de façon à obtenir une meilleure résolution sur le segment antérieur et en particulier au niveau et derrière l'iris.

Une sonde UBM de 50 MHz typique est constituée d'un transducteur de 6 mm de diamètre focalisé à 12 mm soit un $F - number$ de 2 (ratio focale/diamètre transducteur). De telles caractéristiques offrent théoriquement - en milieu homogène - une résolution axiale de 30 μm et latérale de 60 μm à la focale, sur une profondeur de champ d'environ 0.85 mm.

La résolution des appareils UBM est inférieure à la résolution des tomographes à cohérence optique du segment antérieur (AS-OCT) récents mais l'avantage de l'échographie est son très haut pouvoir de pénétration à travers les tissus opaques offrant notamment une très bonne visualisation des procès ciliaires, quelque soit la pigmentation de l'iris.

1.2.6 Les ultrasons face aux autres modalités dans la pratique ophtalmologique

1.2.6.1 Dans la biométrie oculaire

La biométrie oculaire est une vaste discipline dans laquelle interviennent de nombreuses modalités, essentiellement optiques. La biométrie oculaire s'intéresse à la mesure de dimensions variées, pour les besoins de la chirurgie réfractive, de la chirurgie de la cataracte (calibration IOL), de l'identification du glaucome ou encore de certaines malformations (mégalo-cornée). Parmi les principales dimensions mesurées, on trouve la longueur axiale, l'épaisseur de la cornée (pachymétrie), les dimensions du cristallin (phakométrie), la courbure de la cornée (kératométrie), l'angle irido-cornéen (goniométrie).

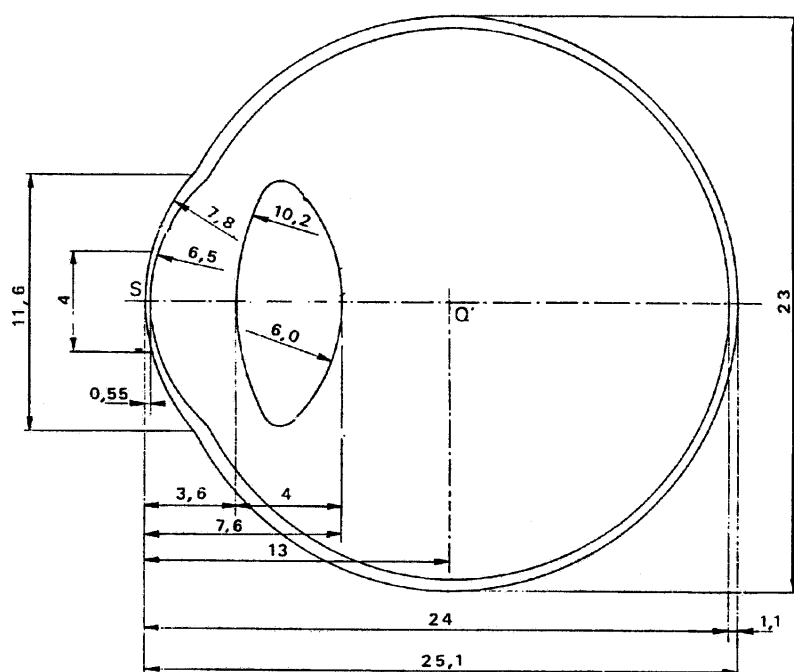


FIGURE 1.23 – Dimensions moyennes d'un œil emmétrope (dimensions en mm).

Kératométrie La kératométrie se mesure exclusivement à l'aide d'un appareil optique, l'ophtalmomètre. Par la mesure des variations de courbure cornéenne, elle permet de déduire la valeur de l'astigmatisme cornéen, valeur qui intervient de façon significative dans le calcul de la puissance d'un implant intraoculaire. La kératométrie est également effectuée fréquemment pour l'adaptation des lentilles de contact [Rajabi *et al.*, 2011].

Pachymétrie La pachymétrie permet la mesure précise de l'épaisseur de la cornée dont la connaissance est déterminante pour la chirurgie réfractive (correction de l'amétropie par photoablation laser) et la mesure de la pression intraoculaire (tonométrie). Plusieurs

modalités telles l'OCT spectral ou le topographe cornéen permettent sa mesure mais c'est le pachymètre à ultrasons, précisément à l'aide de l'UBM, qui est utilisé de façon privilégiée.

Angle iridocornéen Difficilement accessible par la lampe à fente, la mesure de l'angle irido-cornéen se fait traditionnellement à l'aide d'un instrument optique, le gonioscop. Cependant, ces dernières années ont vu l'émergence de l'UBM et de l'OCT du segment antérieur qui permettent une analyse morphologique plus détaillée de cet angle, en autorisant la visualisation du site d'insertion de l'iris et de sa forme. Ces deux techniques offrent en plus la possibilité de mesurer la profondeur de la chambre antérieure. Grâce à sa capacité à visualiser les structures en arrière de l'épithélium pigmenté irien - contrairement à l'OCT - l'UBM constitue l'examen de référence pour le diagnostic du syndrome d'iris plateau [?].

Longueur axiale Première application médicale de l'échographie ophtalmique, la biométrie ultrasonore, et plus particulièrement, la mesure de la longueur axiale, est cependant menacée de nos jours par une technique optique apparue récemment : l'interférométrie à cohérence partielle (PCI). Cette technique s'emploie également sous le nom de laser doppler interferometry. Elle offre une résolution bien meilleure et limite significativement les imprécisions sur la mesure de la longueur axiale et par conséquent contribue à un meilleur ajustement du pouvoir dioptrique des implants intraoculaires. En effet, si les ultrasons offrent une précision de $100\ \mu m$, ce qui correspond à une imprécision de correction de $0.28\ \delta$, la PCI atteint une précision de $30\ \mu m$, soit moins de $0.1\ \delta$ d'erreur de correction réfractive.

Bien que l'emploi des ultrasons soit toujours utile et nécessaire en cas de cataracte avancée ou d'opacification quelconque, la PCI est devenue, en l'absence de trouble des milieux, la technique de référence.

Phakométrie La phakométrie est une technique de mesure des rayons de courbure antérieur et postérieur du cristallin. Bien que pouvant s'effectuer par échographie, les deux techniques privilégiées de nos jours pour sa mesure, sont l'imagerie Scheimpflug et l'imagerie de Purkinje [Rosales *et al.*, 2006].

L'avantage de cette dernière est la possibilité d'effectuer des mesures alors que l'œil est entrain de fixer une cible, ce qui est utile pour observer les variations de la géométrie cristallinienne lors de l'accommodation. Les images de Purkinje également dénommées images de Purkinje-Sanson se forment des réflexions liées au changement d'indice que l'on observe au niveau des 4 dioptries de l'œil humain. Elles sont donc au nombre de quatre, chacune renseignant sur la géométrie (courbure) du dioptré dont elle est issue. Ainsi, la troisième image renseigne sur la courbure antérieure du cristallin et la quatrième sur sa courbure postérieure. Bien que populaires ces deux techniques présentent l'inconvénient de nécessiter une dilatation pupillaire ce qui est connu pour perturber le processus d'accommodation [Beers et Van Der Heijde, 1996].

Bien que les techniques optiques aient pris le pas, l'échographie a déjà démontré, par le passé, son intérêt dans la phakométrie et notamment dans l'étude du processus d'accommodation [Beers et Van Der Heijde, 1996].

1.2.6.2 Dans le diagnostique

Au niveau du segment antérieur, la biomicroscopie ultrasonore se révèle être une alternative de plus en plus prometteuse face à sa principale concurrente, l'imagerie par tomographie optique cohérente du segment antérieur (AS-OCT). Bien que d'une résolution inférieure, elle permet d'atteindre des zones inaccessibles optiquement qui la rende unique et nécessaire. Ainsi, elle est la seule à offrir une observation des procès ciliaire et de la chambre postérieure. Par conséquent, seule l'imagerie par UBM peut-être utilisée après la pose d'un IOL de chambre postérieure pour vérifier son bon emplacement, notamment au niveau de ses haptiques (extensions de l'IOL permettant son positionnement). En revanche, la pachymétrie cornéenne sera plus précise à l'AS-OCT. L'UBM s'avère également déterminante dans le diagnostique de certains glaucomes, notamment ceux invoquant une position antérieure des procès ciliaires (iris plateau quand il est associé à une fermeture de l'angle irido-cornéen). Enfin, l'UBM est, grâce à sa plus grande profondeur d'exploration, clairement plus avantageuse que l'AS-OCT dans le diagnostique des tumeurs de l'iris ou du corps ciliaire. La technologie UBM a finalement trouvé sa place dans la pratique ophtalmologique, en s'avérant complémentaire de l'AS-OCT.

1.2.6.3 Axes de développement

Actuellement, la limite essentielle de l'échographie oculaire réside en l'utilisation de transducteurs mono-éléments. Ces transducteurs, bien qu'offrant à haute fréquence une résolution spatiale élevée autour de la focale, sont limités par une profondeur de champ restreinte, particulièrement préjudiciable à l'imagerie du fond de l'œil.

Il est théoriquement possible de s'affranchir de cette limitation par l'emploi de sondes multi-éléments, dont la disponibilité récente sur le marché, à des fréquences pertinentes pour l'exploration du fond de l'œil (autour de 20 MHz), annonce cette technologie comme étant la voie de développement futur de l'échographie oculaire [Silverman, 2009].

Échographie transcornéenne à haute fréquence : De l'intérêt de corriger les aberrations de phases induites par le cristallin

Sommaire

2.1	L'œil : un milieu acoustiquement hétérogène	68
2.1.1	Propriétés acoustiques d'un œil humain adulte sain	68
2.1.1.1	Célérité des ultrasons	68
2.1.1.2	Atténuation des ultrasons	70
2.1.1.3	Impact de la variabilité inter-individuelle de la célérité US dans le cristallin	71
2.1.2	Causes pathologiques ou post-opératoires d'altérations de ces pro- priétés	71
2.1.2.1	Cataracte	71
2.1.2.2	Implants intraoculaires	72
2.1.2.3	Techniques de ré-emplissage du cristallin ou du vitré	72
2.2	Haute fréquence, sonde multi-éléments et aberrations de phase	73
2.2.1	L'atténuation	74
2.2.2	Les aberrations de phase	75
2.2.2.1	Effets sur l'imagerie en mode-B	75
2.2.2.2	Techniques de réduction des aberration de phase	76
2.3	Le cristallin : Source majeure d'aberrations de phase du mi- lieu intra-oculaire	77
2.3.1	Propriétés acoustiques locales du cristallin	77
2.3.2	État de l'art des effets du cristallin sur des faisceaux ultrasonores	80
2.3.3	Simulation des effets réfractifs du cristallin	84
2.3.3.1	Principe et fonctionnement de la simulation	84
2.3.3.2	Fronts d'ondes simulés	86
2.3.4	Conclusion	90

L'objet de ce chapitre est de montrer que le milieu oculaire, relativement homogène par ailleurs, est constitué d'une source majeure et significative d'aberrations de phases : le cristallin, dont les effets compromettent actuellement l'imagerie transcornéenne du fond de l'œil et justifient l'emploi des sonde multi-éléments pour les corriger.

Le chapitre débute donc par une revue des propriétés acoustiques du milieu oculaire puis introduit la problématique des aberrations de phases en échographie, accompagnée

d'un état de l'art des solutions mises en place pour les corriger. Enfin, les effets aberrateurs propres au cristallin sont illustrés au travers un état de l'art et une simulation numérique de ses effets réfractifs. Les implications des aberrations cristalliniennes sur l'imagerie en mode-B en termes de distorsions et de perte de résolution sont également abordées.

2.1 L'œil : un milieu acoustiquement hétérogène

2.1.1 Propriétés acoustiques d'un œil humain adulte sain

Les propriétés acoustiques du milieu oculaire ont été investiguées dès le début de l'échographie ophtalmique, notamment la célérité, pour les besoins de la biométrie. En raison de l'importance de la biométrie dans cette pratique, l'estimation de la célérité a souvent été le principal sinon le seul objet de caractérisation acoustique des nombreuses études entreprises. La littérature est en conséquence relativement pauvre de données d'atténuation ou d'impédance acoustique.

2.1.1.1 Célérité des ultrasons

Depuis les années 60, de nombreuses équipes de recherche se sont attachées à mesurer la célérité des ultrasons dans les tissus oculaire, dans des conditions *in vivo* ou *in vitro* et au moyen de différentes méthodes [Jansson et Sundmark, 1961], [Jansson et Kock, 1962], [Rivara et Sanna, 1962], [Thijssen *et al.*, 1985].

Ces études concordent pour affirmer que la vitesse moyenne des ultrasons dans l'œil normal et cataracté est comprise entre 1550 et 1555 m/s [Jansson et Kock, 1962], [Sorsby *et al.*, 1963], [Coleman *et al.*, 1975a], [Ossoinig, 1979]. La valeur moyenne communément admise est ainsi de 1553 m/s. Cependant le milieu oculaire n'est pas pour autant homogène, comme en atteste les valeurs du tableau 2.4. De plus, la célérité ultrasonore au sein des différents tissus qui le composent est encore sujet à débat, en dépit des efforts réalisés pour l'établir avec précision. En conséquence, nous avons essayé dans cette partie d'inventorier de façon relativement exhaustive les mesures issues des différentes études que comporte la littérature à ce sujet.

Premier tissu rencontré par les ultrasons lors de l'exploration du milieu oculaire, la cornée fait parti des milieux oculaires pour lesquels les valeurs de célérité sont les plus éparses. Les principaux résultats issus de la littérature sont reportés dans le tableau 2.1. Silverman *et al* ont récemment mis en évidence la dépendance des propriétés acoustiques dans la cornée et en particulier de la célérité ultrasonore avec son niveau d'hydratation, [Silverman *et al.*, 2009]. Ils ont immergé successivement pendant 45 minutes la cornée dans des milieux de différentes tonicité : du dextol pur, milieu de préservation hypertonique adapté à la cornée (ne provoque pas son gonflement), puis des dilutions successives à 75%, 50% 25% du dextol avec de l'eau distillé et enfin de l'eau distillé seule. Ils ont ensuite mesuré la célérité US sur 8 échantillons de cornée bovine à l'aide d'un transducteur focalisé à 38 MHz. Ils ont constaté que la cornée se gonfle relativement à la diminution en tonicité du milieu (dilution du dextol), passant d'une épaisseur de $969 \pm 93 \mu m$ dans le dextol pur à $1579 \pm 104 \mu m$ dans l'eau pure. Conjointement à ce gonflement de la cornée, la vitesse ultrasonore décroît de 1605.4 ± 2.9 m/s (dextol pur) à 1563 ± 2.2 m/s (eau), de façon linéaire avec la concentration en dextol.

2.1. L'ŒIL : UN MILIEU ACOUSTIQUEMENT HÉTÉROGÈNE

Ainsi la vitesse moyenne à 37°C avoisine les 1650 m/s dans la cornée, 1641 m/s dans le cristallin, 1560 dans la sclère et enfin 1532 m/s dans l'humeur aqueuse et le vitré. Au regard des proportions qu'occupent chacun de ces tissus dans l'œil, il apparaît que c'est le cristallin qui est la plus grande source d'inhomogénéité oculaire en terme de célérité. Il occupe en effet environ un dixième du volume du bulbe et son épaisseur représente approximativement 20% de sa longueur axiale. La célérité des ultrasons en son sein est supérieure de presque 10 % à celle de l'humeur aqueuse et du vitré qui occupent la majeure partie du volume intraoculaire.

Célérité (m/s)	Espèce	Milieu	T [°C]	Fréquence [MHz]	Investigateurs
1575	Humain	Sérum φ	37	60	[Ye <i>et al.</i> , 1995]
1572.3 \pm 14.8 (n=4)	Humain	Sérum φ	20	20	[De Korte <i>et al.</i> , 1994a]
1555	Cochon	Sérum φ	20	10	[Thijssen <i>et al.</i> , 1985]
1588	Cochon	Sérum φ	20	20	[De Korte <i>et al.</i> , 1994a]
1550	Vache	Eau	22	4	[Oksala et Lehtinen, 1958]
1550	Vache	Sérum φ	22	4	[Chivers <i>et al.</i> , 1984]

TABLE 2.1 – Valeurs de la célérité US obtenues *ex vivo* dans la cornée pour différentes espèces et différentes études.

Célérité (m/s)	Espèce	Milieu	T [°C]	Fréquence [MHz]	Investigateurs
1532 \pm 0.5 (n=35)	Humain	Eau	37	4	[Jansson et Kock, 1962]
1506 \pm 3 (n=4)	Humain	Solution φ	20	10	[Thijssen <i>et al.</i> , 1985]
1514 \pm 6.4 (n=13)	Humain	Solution φ	20	20	[De Korte <i>et al.</i> , 1994a]
1510 (n=30)	Cochon	Eau	22	4	[Jansson et Sundmark, 1961]
1532	Cochon	Eau	37	4	[Rivara et Sanna, 1962]
1497 \pm 1 (n=7)	Cochon	Solution φ	20	10	[Thijssen <i>et al.</i> , 1985]
1501 \pm 5.2 (n=5)	Cochon	Solution φ	20	20	[De Korte <i>et al.</i> , 1994a]
1532 \pm 0.8 (n=16)	Cochon	Eau	36	10	[Görig <i>et al.</i> , 2006]
1526	Chien	Eau	38.6	10	[Schiffer <i>et al.</i> , 1982]
1532 \pm 0.7 (n=17)	Chien	Eau	36	10	[Görig <i>et al.</i> , 2006]
1531 \pm 1.1 (n=23)	Lapin	Eau	36	10	[Görig <i>et al.</i> , 2006]

TABLE 2.2 – Valeurs de la célérité US obtenues *ex vivo* dans le vitré pour différentes espèces et différentes études.

Célérité US dans le cristallin et vieillissement L'une des premières études visant à observer une relation entre l'âge et la célérité US au sein du cristallin a été menée par Luzzi et Coleman en 1975, sur d'une part $n = 50$ cristallins souffrant de cataracte et d'autre part sur $n = 4$ cristallins de jeunes enfants (de 3 à 24 mois) [Coleman *et al.*, 1975b]. Ils ont mesurés alors une célérité ultrasonore de 1659 m/s chez les cristallins d'enfants et

2.1. L'ŒIL : UN MILIEU ACOUSTIQUEMENT HÉTÉROGÈNE

Célérité (m/s)	Espèce	Milieu	Température [°C]	Fréquence [MHz]	Investigateurs
1641 ± 1.2 (n=35)	Humain	Eau	37	4	[Jansson et Kock, 1962]
1620 ± 3 (n=4)	Humain	Solution φ	20	10	[Thijssen <i>et al.</i> , 1985]
1637 ± 3 (n=4)	Humain	Solution φ	37	10	[Thijssen <i>et al.</i> , 1985]
1590 ± 6.4 (n=13)	Humain	Solution φ	20	20	[De Korte <i>et al.</i> , 1994a]
1642 ± 9 (n=9)	Humain	<i>in vivo</i>	35	10	[van der Heijde et Weber, 1989a]
1665 (n=30)	Cochon	Eau	22	4	[Jansson et Sundmark, 1961]
1672	Cochon	Eau	37	4	[Rivara et Sanna, 1962]
1651 ± 2 (n=7)	Cochon	Solution φ	20	10	[Thijssen <i>et al.</i> , 1985]
1633 ± 10.7 (n=10)	Cochon	Solution φ	20	20	[De Korte <i>et al.</i> , 1994a]
1681 ± 6.3 (n=9)	Cochon	Eau	36	10	[Görig <i>et al.</i> , 2006]
1650	Bovin	Eau	22	4	[Oksala et Lehtinen, 1958]
1710	Chien	Eau	38.6	10	[Schiffer <i>et al.</i> , 1982]
1707 ± 0.7 (n=23)	Chien	Eau	36	10	[Görig <i>et al.</i> , 2006]
1731 ± 1.1 (n=17)	Lapin	Eau	36	10	[Görig <i>et al.</i> , 2006]

TABLE 2.3 – Valeurs de la célérité US obtenues *ex vivo* - à l'exception de l'étude de Van Der Heijde & Weber réalisée *in vivo* - dans le cristallin pour différentes espèces mesurées à l'issue de différentes études.

de 1629 m/s chez les cristallins cataractés, soit 12 m/s de moins que la vitesse moyenne communément admise chez un cristallin adulte normal. C'est à partir de ces résultats qu'il ont postulés que la célérité ultrasonore au sein du cristallin tendrait à décroître avec l'âge.

Cette hypothèse a cependant été démentie par plusieurs études qui suivirent, parmi lesquelles se trouve celle de Beers et Van der Heijde. Ils ont mesuré *in vivo* une célérité de 1641 ± 35.3 m/s au sein du cristallin chez un groupe de $n = 17$ personnes âgées de 15 à 29 ans et de 1656 ± 46.8 m/s chez un groupe de $n = 7$ personnes âgées de 30 à 45 ans. De ces résultats, ils ont déduit la relation de dépendance à l'âge 2.1 suivante :

$$c_L = 1636.4 + 0.37 \times age \quad (2.1)$$

2.1.1.2 Atténuation des ultrasons

Au cours de sa propagation au travers d'un milieu, l'onde US est atténuée sous l'effet des propriétés intrinsèques de ce milieu comme l'absorption de l'énergie mécanique (conversion en chaleur essentiellement) et la diffusion. Dans les milieux biologiques, l'atténuation des ondes ultrasonores peut être représentée par une dépendance en fréquence de la forme :

$$\alpha(f) = \alpha_1 f^\beta \quad (2.2)$$

avec α_1 l'atténuation en décibel par millimètre à 1 MHz et β la dépendance en fréquence. β vaut 2 dans l'eau pure et se situe généralement autour de 1 dans les tissus mous.

Bien que la littérature soit relativement pauvre, les études à notre disposition nous informent cependant sur le niveau d'atténuation des principaux tissus oculaires comme en

2.1. L'ŒIL : UN MILIEU ACOUSTIQUEMENT HÉTÉROGÈNE

atteste la Table 2.4. Cette table se veut par ailleurs être une synthèse de l'ensemble des caractéristiques acoustiques du milieu oculaire.

Retenons que le volume intraoculaire est globalement peu atténuant notamment en raison de la présence de l'humeur aqueuse et du corps vitré, essentiellement constitués d'eau et emplissant les 9/10^{me} environ de son volume. Seuls la sclère et le cristallin présentent une atténuation élevée, qui se révèle problématique à haute fréquence.

Tissu	Célérité [m/s]	α_1 [dB/mm]	β	Impédance [MRayl]
Cornée	1595 \pm 12	0.0032 \pm 0.00032	1.5	1.85 \pm 0.02
Humeur aqueuse	1532 \pm 12	0.00022	2	1.54 \pm 0.01
Iris	1610 \pm 12	0.0071 \pm 0.0014	1.4	
Corps ciliaire	1554 \pm 7	0.015 \pm 0.0009	1.38	
Iris	1542 \pm 5			
Cristallin	1645 \pm 3	0.006	1.87	1.73 \pm 0.03
Vitré	1530 \pm 4	0.00022	2	1.54
Rétine	1538 \pm 20			
Sclère	1622 \pm 16	0.073	1.49	1.66 \pm 0.02

TABLE 2.4 – Tableau récapitulant les principales caractéristiques acoustiques des différents tissus oculaires pour l'espèce humaine à température physiologique. Les valeurs sont moyennées d'après les données des études suivantes [Oksala et Lehtinen, 1958], [Jansson et Sundmark, 1961], [Jansson et Kock, 1962], [Rivara et Sanna, 1962], [Thijssen *et al.*, 1985] et [De Korte *et al.*, 1994a]. Certaines valeurs ont été extrapolées.

2.1.1.3 Impact de la variabilité inter-individuelle de la célérité US dans le cristallin

Dans une étude menée sur un groupe de 1004 sujets adultes (de la région de Singapour), Wong *et al.* ont mesuré que l'épaisseur antéro-postérieure moyenne du cristallin chez l'homme était de 4.75 mm \pm 0.47 soit environ 20% de la longueur axiale de l'œil [Wong *et al.*, 2001]. Du fait de la grande variabilité inter-individuelle, sous l'effet de l'âge ou de la cataracte, de la célérité US au sein du cristallin *i.e.* \pm 50 m/s [van der Heijde et Weber, 1989b], elle est souvent mal appréciée. Cela représente en conséquence une importante source d'erreur de mesure de la longueur axiale. Cette erreur est encore plus importante dans certaines espèces animales où le cristallin occupe une plus grande partie du volume oculaire. Par exemple, l'épaisseur du cristallin représente 32% à 35% de la longueur axiale chez le chien, 30% chez le lapin [Görig *et al.*, 2006] et 38% chez la chèvre [Ribeiro *et al.*, 2010].

2.1.2 Causes pathologiques ou post-opératoires d'altérations de ces propriétés

Les propriétés acoustiques du milieu oculaire peuvent changer significativement soit au cours du vieillissement, avec la cataracte, ou des suites d'une chirurgie de l'œil aboutissant à la pose d'implants ou la vitrectomie. De tels changements induisent une dégradation générale

de la qualité des images échographiques, en association avec des distorsions marquées.

2.1.2.1 Cataracte

La cataracte est associée à des transformations mécaniques du milieu. En plus de s'opacifier, le cristallin cataracté se densifie et se durcit. L'impact de ces altérations sur les propriétés acoustiques a été mis en évidence par plusieurs équipes. Tabandeh *et al.* [Tabandeh *et al.*, 2000] ont identifié une corrélation importante entre la dureté du cristallin et l'atténuation des ondes ultrasonores. Elle sera d'autant plus importante que sa dureté s'accroît.

Au niveau de la célérité US, l'étude de Lizzi et Coleman, présentée précédemment à la fin de la section 2.1.1.2, semblait indiquer que la cataracte ne serait pas associée à son augmentation [Coleman *et al.*, 1975b].

Cependant, de nombreuses publications, plus récentes, viennent contredire cette observation [Sugata *et al.*, 2009], [Tabandeh *et al.*, 2000], [Huang *et al.*, 2007a] et [Caixinha *et al.*, 2014]. Par exemple, Huang *et al.* observent à l'inverse de Lizzi une forte élévation de la célérité ultrasonore - tout comme de l'atténuation - avec le développement de la cataracte [Huang *et al.*, 2007a]. Ils ont ainsi mesuré *ex vivo*, sur des cristallins porcins cataractés artificiellement, que la célérité US passe de 1639.8 ± 4.2 m/s à 1735.6 ± 10.4 m/s au stade le plus avancé. Le coefficient d'atténuation associé qu'ils mesurent à 30 MHz est de 4.49 ± 0.05 dB/mm pour les cristallins normaux et de 7.36 ± 0.25 dB/mm pour les cataractes les plus évoluées. De même, Caixinha *et al.* relèvent une augmentation de 52 m/s en moyenne ($n = 50$) de la célérité US, des suites de la création artificielle d'une cataracte, sur des cristallins porcins [Caixinha *et al.*, 2014]. Ces résultats sont donc en contradiction avec les observations de Lizzi et Coleman.

2.1.2.2 Implants intraoculaires

Les implants intraoculaires posés des suites d'une chirurgie réfractive ou d'une chirurgie de la cataracte présentent des caractéristiques acoustiques très différentes des tissus oculaires provoquant sur les B-scans des artefacts (échos de répétition) et des effets de distorsions. L'implant d'un œil est qualifié de phaque (PIOL) lorsque le cristallin est toujours présent et de pseudo-phaque lorsqu'on le retire des suites de la chirurgie de la cataracte ou pour les besoins de la correction d'une presbytie. Précisons que le terme "phaque" vient du grec phakos signifiant lentille et se réfère donc, par extension, au cristallin en ophtalmologie.

Quelque soit leur type, les IOLs sont fabriqués indifféremment avec l'un des trois matériaux suivant :

- acrylique d'une célérité moyenne de 2026 m/s à 35 °C
- polyméthacrylate de méthyle (PMMA) d'une célérité moyenne de 2660 m/s à 35 °C
- silicone d'une célérité moyenne de 980 m/s à 35 °C

Les implants en PMMA sont de moins en moins utilisés du fait de leur dureté empêchant leur implantation sous forme repliée au moyen d'une aiguille dans la chambre antérieure ou postérieure. De plus ceux-ci sont responsables d'artefact de réverbération marqués sur les images échographiques.

Les implants sont de dimensions plus réduites que le cristallin ; leur diamètre équatorial est similaire voire supérieur, mais leur épaisseur est de l'ordre d'un millimètre. Quelque soit

le matériau employé, ils sont responsable en revanche d'un écart de célérité avec l'humeur aqueuse et le vitré bien supérieur à celui qu'engendre naturellement le cristallin.

2.1.2.3 Techniques de ré-emplissage du cristallin ou du vitré

La vitrectomie peut être pratiquée pour traiter des cas avancés de trous maculaires, de corps flottants, d'hémorragie vitréenne ou encore de rétinopathie diabétique. Le corps vitré est alors remplacé par un gaz ou un liquide, généralement une huile siliconée, pour maintenir la forme de l'œil.

Une technique analogue se développe dans le traitement de la presbytie :

Phako-ersatz L'implantation endocapsulaire ou Phako-Ersatz est une technique chirurgicale dans laquelle le contenu intra-capsulaire du cristallin (noyau + cortex), devenu trop rigide pour assurer l'accommodation, est remplacé par un matériau transparent flexible afin de restaurer le pouvoir accommodatif. La capsule cristallinienne et ses attachements

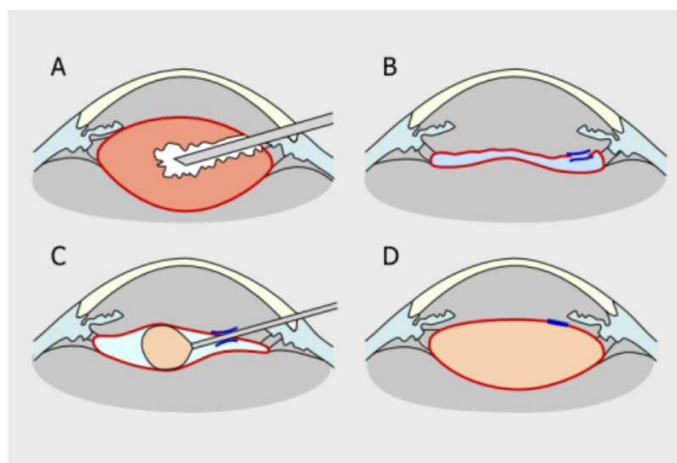


FIGURE 2.1 – La technique chirurgicale du Phako-ersatz comprend l'extraction du noyau et du cortex à partir d'une légère incision de la capsule (A) qui demeure intacte (B) puis l'injection d'un gel polymère dans la capsule (C). Si les propriétés visco-élastiques du gel sont adéquates, la capacité d'accommodation pourra être ainsi maintenue ou restaurée. *Accommodation of an endocapsular silicone lens (Phaco-Ersatz) in the aging rhesus monkey.*[Haeffliger et Parel, 1994]

zonulaires sont ainsi préservés pour être remplis d'un matériau polymère biocompatible, généralement en silicone. Un cristallin physiologique est ainsi recréé *in situ*.

Cette technique repose sur l'hypothèse que l'accommodation peut être recouverte si le polymère injecté dispose de propriétés optiques et viscoélastiques adéquates pour permettre au cristallin de retrouver sa capacité à changer de forme sous l'action des forces accommodatives issues du corps ciliaire.

L'intérêt de cette chirurgie dans la restauration du pouvoir accommodatif a été démontré *in vivo* sur des macaques rhésus par plusieurs équipes [Haeffliger et Parel, 1994] [Koopmans *et al.*, 2003] [Nishi *et al.*, 2009] mais son emploi est encore très restreint. À terme, cette chirurgie pourra certainement s'employer également dans le traitement des

cataractes non capsulaires.

2.2 Haute fréquence, sonde multi-éléments et aberrations de phase

L'augmentation de la fréquence de travail des sondes ultrasonores pour l'exploration du fond de l'œil représente un intérêt certain, notamment pour la meilleure distinction entre les différentes couches du complexe rétino-choroïdo-scléral. Coleman *et al.* suggèrent que les résolutions théoriques (en milieu homogène) idéales pour cet effet sont celles offertes par des fréquences comprises entre 20 et 25 MHz. Cependant, l'augmentation de la fréquence de la sonde ne s'accompagne pas systématiquement du gain en résolution escompté lorsque le milieu exploré présente des hétérogénéités marquées. Cette hétérogénéité introduit des distorsions d'amplitude (hétérogénéité de l'atténuation) et de phase (hétérogénéité de la célérité) du front d'onde se propageant dans le milieu qui s'intensifient avec la fréquence. En effet, une fréquence de travail plus élevée s'accompagne de deux problèmes majeurs :

- l'augmentation de l'atténuation,
- l'augmentation de la sensibilité aux aberrations de phase.

Ces distorsions de phase et d'amplitude du front d'onde se propageant dans le milieu sont connues sous le nom d'aberrations de phase et d'amplitude du faisceau ultrasonore. Elles ont pour conséquence de dégrader la résolution et le contraste d'image, la dégradation étant d'autant plus importante que l'ouverture acoustique est élevée. Dans la pratique clinique de l'échographie, la paroi abdominale est ainsi connue pour induire des aberrations de phase et d'amplitude importantes chez les sujets obèses. En effet, si l'on fait, en échographie, l'hypothèse d'une célérité constante à 1540 m/s au sein des tissus - 1555 m/s en échographie oculaire -, les écarts avec certains tissus comme la graisse (1440 m/s) peuvent atteindre 10 % (de même que pour le cristallin) et causer ainsi une dégradation significative de la qualité de focalisation du système d'imagerie.

De nombreuses recherches ont été menées au cours des cinquante dernières années afin de corriger les aberrations introduites par l'hétérogénéité des tissus biologiques sur la résolution des systèmes d'imagerie ultrasonore. Les techniques développées reposent sur l'utilisation de sondes multi-éléments dont la capacité à contrôler la phase de chaque élément rend possible la compensation des aberrations du milieu.

2.2.1 L'atténuation

Nous avons vu que l'œil est un milieu globalement peu atténuant, l'humeur aqueuse et le vitré étant essentiellement composés d'eau, exception faite de la sclère en périphérie et du cristallin au centre. L'atténuation n'est pas un phénomène que l'on peut compenser ; simplement on peut en atténuer ses effets en augmentant la sensibilité de la sonde ou bien encore l'énergie acoustique émise. Dans ce dernier cas les possibilités sont limitées au vu des normes strictes de la FDA sur l'insonification du milieu oculaire.

La figure 2.2 représente l'atténuation aller/retour en fonction de la fréquence pour un scan transcornéen et un scan transcléral définis comme suit :

- **Scan transcornéen** : Traversée de 0.5 mm de cornée, 4.5 mm de cristallin et 19 mm d'humeurs (pas de distinction entre l'humeur aqueuse et le vitré),
- **Scan transcléral** : Traversée de 0.8 mm de sclère (épaisseur au niveau du limbe) et

23.2 mm d'humeurs.

L'atténuation est ensuite calculée, suivant le modèle $\alpha(f) = \alpha_1 f^\beta$, en utilisant les valeurs de la table 2.4, pour chacun des tissus oculaires impliqués. L'atténuation du milieu couplant n'est pas considérée.

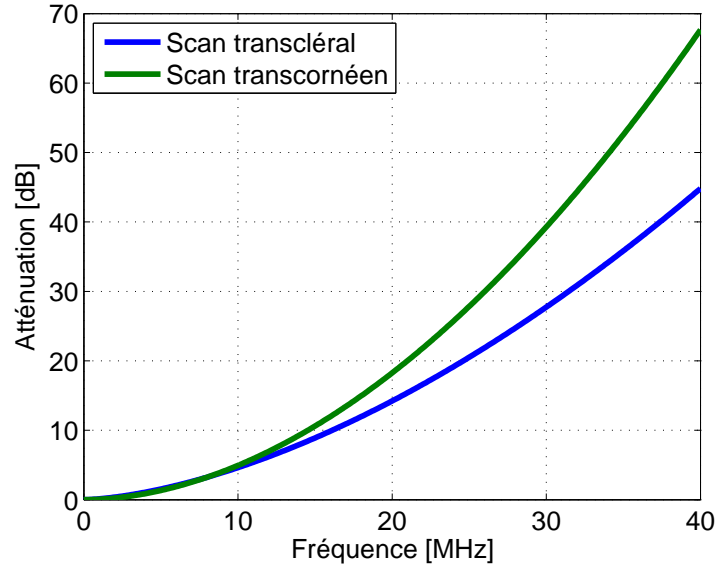


FIGURE 2.2 – Relation entre fréquence ultrasonore et atténuation suivant le type de B-scan effectué. L'atténuation du milieu couplant est négligée dans ces simulations.

Nous constatons que l'atténuation des échos du fond de l'œil est de l'ordre de 20 dB aller/retour à 20 MHz lors de la réalisation d'un scan transcornéen, soit 5dB environ de plus que pour effectuer un scan transcléral à la même fréquence.

2.2.2 Les aberrations de phase

Les aberrations de phase correspondent aux perturbations que subissent les fronts d'ondes lorsqu'ils traversent un milieu où la vitesse de propagation n'est pas uniforme. Elles ont des effets, sur les images échographiques, d'autant plus néfastes que la fréquence de travail est élevée. En effet, en raison d'une longueur d'onde plus courte à haute fréquence, de faibles variations de temps de vol par rapport à un milieu homogène suffisent pour perdre la cohérence des échos reçus lors de la focalisation en réception.

Prenons l'exemple d'un milieu aberrateur produisant une différence de temps d'arrivée (après focalisation) de 25 ns entre deux éléments consécutifs. Il produira à 4 MHz un déphasage égal à $\frac{1}{10}$ ^{ème} de la durée de la longueur d'onde T_λ ce qui est relativement imperceptible. En revanche, le même milieu aberrateur produira un déphasage égal à un quart de T_λ à 10 MHz et égal à la moitié de T_λ à 20 MHz, soit une interférence destructive.

2.2.2.1 Effets sur l'imagerie en mode-B

Les aberrations de phases provoquent la défocalisation des faisceaux US et se manifestent sur les images échographiques par une dégradation du contraste et de la résolution

spatiale accompagnée, lorsque l'hétérogénéité du milieu est importante en terme de célérité, de distorsions spatiales.

Ces distorsions spatiales découlent des effets réfractifs introduits par des écarts de célérité conséquents au sein du milieu exploré. Elles peuvent conduire parfois, sur les images en mode-B, à un dédoublement de certaines structures réfléchives [Nock *et al.*, 1989] [Müller *et al.*, 1984] [Meyer, 1982].

2.2.2.2 Techniques de réduction des aberration de phase

Si la mise en évidence de ces aberrations sur les performances des systèmes d'imagerie médicale a été réalisée dès les années 60 par Thurstone *et al.* [Thurstone et McKinney, 1966], puis par Foster *et al.* [Foster et Hunt, 1980], de nombreux travaux ont été conduits afin de corriger les aberrations introduites par les inhomogénéités des tissus biologiques à partir de la fin des années 80. Ainsi, O'Donnell *et al.* [O'Donnell et Flax, 1988] [Flax et O'Donnell, 1988] ont proposé de modéliser les aberrations introduites par les tissus biologiques comme un écran fin posé sur le réseau de transducteurs et engendrant des décalages de phase différents pour chaque transducteur. Une méthode de correction itérative basée sur des mesures d'inter corrélation entre éléments voisins utilisant des signaux réfléchis par des diffuseurs répartis aléatoirement dans le milieu a permis de réduire significativement les effets aberratifs. A partir de ces premiers travaux, de nombreuses méthodes ont été proposées pour estimer les décalages de phase à appliquer sur chacun des transducteurs et ainsi corriger les aberrations de phase. On peut notamment citer les travaux de Karaman et al [Karaman *et al.*, 1993] qui ont proposé une méthode d'inter corrélation proche de celle de O'Donnell *et al.*. Nock *et al.* [Nock *et al.*, 1989] ont proposé une méthode basée sur une rehaussement du speckle ultrasonore, Hiramama *et al.* [Hiramama, 1984] une méthode basée sur une estimation des erreurs de phase par la méthode des moindres carrés, Rachlin [Rachlin, 1990] réalise une estimation directe des retards dans l'espace k. Cependant, Zhu *et al.* ont montré que la distorsion d'un front d'onde dans les tissus biologiques, et en particulier dans le sein, ne pouvait pas être uniquement modélisé par un écran de phase [Zhu, 1994] comme défini plus haut par O'Donnell, en faisant le constat que, si la correction des aberrations de phase améliorerait significativement la qualité des images, celle-ci restait cependant insuffisante si on l'a compare à celle obtenue en milieu homogène. Zhu *et al.* ont alors proposé de prendre également en compte les distorsions d'amplitude du front d'onde. Avec la même approche, Liu *et al.* ont modélisé les aberrations du milieu comme un écran fin situé cette fois à une distance finie du réseau de transducteurs [Liu, 1994]. Ainsi, après avoir traversé cet écran, un front d'onde subit des modifications de forme et d'amplitude au cours de sa propagation. Ils ont montré que ce modèle pouvait être utilisé pour prendre en compte les effets induits par la paroi abdominale. A noter que cette méthode nécessite d'avoir au sein du milieu une source acoustique afin d'estimer la loi de retards de cet écran fin. Fink *et al.* ont montré au début des années 90 que l'application d'une simple loi de retards et d'amplitudes sur l'ouverture du réseau ne permettait pas de corriger de manière satisfaisante les aberrations du milieu [Wu *et al.*, 1991]. Ils proposèrent une technique capable de prendre en compte la modification de la forme du signal au cours de sa propagation : en effet, le signal n'étant pas monochromatique, sa forme est modifiée au cours de sa propagation en milieu hétérogène. Aujourd'hui bien connue sous le nom de focalisation par retournement temporel, cette technique permet de reconstruire dans un milieu hétérogène non-dissipatif la même qualité de focalisation qu'en milieu homogène. Comme pour la méthode présentée

2.3. LE CRISTALLIN : SOURCE MAJEURE D'ABERRATIONS DE PHASE DU MILIEU INTRA-OCULAIRE

dans le paragraphe précédent, elle nécessite la présence à la focale désirée d'un réflecteur acoustique. Ainsi, ce réflecteur renvoie une onde ultrasonore qui se propage au travers des hétérogénéités du milieu exploré et est ensuite reçue par chacun des transducteurs d'un miroir à retournement temporel. Ces signaux sont retournés temporellement puis réémis par chaque transducteur du miroir. Ce front d'onde émis par le miroir refocalise alors sur le réflecteur initial de manière optimale.

La plupart de ces techniques n'ont pas de connaissance *a priori* du milieu aberrateur, et utilisent soit des techniques de traitement du signal pour rephaser le front d'onde, soit procèdent à une estimation de la loi de retards induite par le milieu aberrateur au moyen d'une source ponctuelle positionnée dans le milieu exploré.

Dans le cas qui nous occupe, nous avons une connaissance préalable de la géométrie du milieu aberrateur *i.e.* le cristallin, ainsi que de la célérité du milieu (soit mesurée, soit basée sur la littérature). Cela nous permet de concevoir et de mettre en œuvre une méthode originale qui se démarque des techniques précédentes, en se basant sur le lancer de rayon pour également permettre la correction des distorsions spatiales.

2.3 Le cristallin : Source majeure d'aberrations de phase du milieu intra-oculaire

Dès le début de l'échographie ophtalmique, plusieurs groupes de chercheurs se sont intéressés aux effets réfractifs et aberrateurs que pouvaient avoir la cornée, la sclère et le cristallin du fait de la célérité significativement plus élevée des ultrasons en leur sein. Il ressort de façon unanime de ces études que les effets aberrateurs de la cornée ou de la sclère sont minimes tant que la sonde n'est que faiblement inclinée (par rapport à la normale à la surface en question) à l'inverse du cristallin dont les effets sont marqués quelque soit l'incidence et notamment lorsqu'elle est axiale [Oksala et Varonen, 1965].

2.3.1 Propriétés acoustiques locales du cristallin

Contrairement aux autres tissus oculaires dont les propriétés acoustiques sont globalement homogènes, le cristallin est hétérogène en terme de célérité et d'atténuation des ultrasons.

Cette hétérogénéité est corrélée à la concentration en eau et en protéine en son sein. Nous l'avons évoqué dans la première partie du chapitre, les cristallines, propres à l'organe accommodatif sont présentes en forte concentration dans le noyau et le cortex du cristallin. Ces protéines de haut poids moléculaire sont de trois types : α , β et γ . Les cristallines α occupent majoritairement le noyau et les cristallines β et γ sont exprimées massivement au niveau du cortex. De nombreuses études ont montré qu'elles étaient directement liées aux propriétés optiques du cristallin définissant son gradient d'index de réfraction (GRIN). Au niveau acoustique elles apparaissent liées aux propriétés absorbantes du cristallin [De Korte *et al.*, 1994b]. La célérité ultrasonore est quant à elle essentiellement régie par la distribution de l'eau au sein du cristallin, celle-ci étant plus présente dans son noyau et élevée dans la zone corticale.

Les études les plus complètes à ce jour sur les propriétés acoustiques locales du cristallin ont été réalisées au laboratoire de biophysique de l'institut d'ophtalmologie de Nijmegen (Pays-Bas) par De Korte, Thijssen et Van Der Steen. Elles ont fait l'objet de deux articles,

2.3. LE CRISTALLIN : SOURCE MAJEURE D'ABERRATIONS DE PHASE DU MILIEU INTRA-OCULAIRE

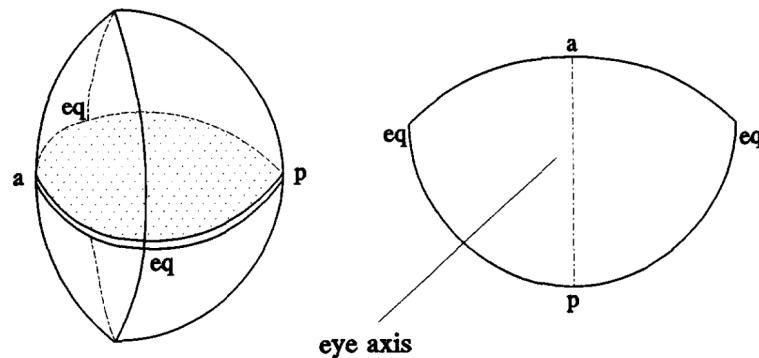


FIGURE 2.3 – Illustration du plan de coupe de la tranche de cristallin dans les mesures effectuées par De Korte, Thijssen et Van Der Steen pour l'étude de ses propriétés acoustiques locales le long de l'axe antéro-postérieur. Notons que ce plan de coupe est commun au plan d'observation du cristallin lors des scans transcornéens en mode-B. [van der Steen *et al.*, 1994]

publiés en 1994, l'un étudiant exclusivement le cristallin porcin [van der Steen *et al.*, 1994] et l'autre incluant également l'observation des propriétés du cristallin humain [De Korte *et al.*, 1994b]. De Korte *et al.* ont observé les propriétés acoustiques locales du cristallin sur une tranche d'un millimètre d'épaisseur effectuée au centre de celui-ci, c'est-à-dire comprenant les pôles antéro-postérieurs (Fig. 2.3). Le cristallin étant symétrique par révolution autour de son axe, on peut étendre ces propriétés au reste de son volume. Les propriétés mesurées, à l'aide d'une sonde de fréquence centrale 20 MHz, comprennent la célérité ultrasonore, le coefficient d'atténuation et la pente du coefficient d'atténuation. Elles sont présentées figure 2.4 et 2.5 pour les cristallin porcin et humain, respectivement.

Ces mesures ont été effectuées sur 13 cristallins humains âgés de 19 à 85 ans (Fig. 2.6) et 10 cristallins porcins âgés de quatre mois (Fig. 2.7). Un robot permettant le scan bi-dimensionnel des tranches prélevées a été utilisé pour relever ces propriétés, avec un déplacement axial de 100 μm et latéral de 150 μm . Les profils axiaux et équatoriaux obtenus par De Korte *et al.* pour les cristallins humains et porcins sont affichés respectivement sur les figures 2.6 et 2.7. Chaque cristallin a été fixé dans une solution saline comprenant 4% de formaldéhyde.

La célérité US mesurée au sein des cristallins humains s'étend sur des valeurs comprises entre 1500 et 1640 m/s. Elle est répartie suivant un profil parabolique le long de l'axe optique (Fig. 2.7(a), dont le sommet coïncide, d'après les auteurs avec la jonction antéro-postérieure. Sa répartition le long de l'axe équatorial est différente, formant un plateau à environ 1630 m/s sur une distance représentant approximativement les $4/5^{\text{me}}$ de la largeur équatoriale totale puis décroissant rapidement jusqu'à atteindre 1500 m/s. Le coefficient d'atténuation apparaît, quant à lui, relativement constant sur les deux axes, avec une valeur située aux environs de 30 dB/cm. La pente du coefficient d'atténuation se situe autour de 1.5 dB/cm/Mhz. Son profil de répartition axial est légèrement moins constant, adoptant une forme légèrement parabolique.

Les propriétés acoustiques des cristallins porcins s'étendent sur des valeurs globalement plus importantes et suivent des profils différents. Ainsi, les ultrasons apparaissent avec une célérité comprise entre 1500 et 1700 m/s, un coefficient d'atténuation compris entre 5 et 52

2.3. LE CRISTALLIN : SOURCE MAJEURE D'ABERRATIONS DE PHASE DU MILIEU INTRA-OCULAIRE

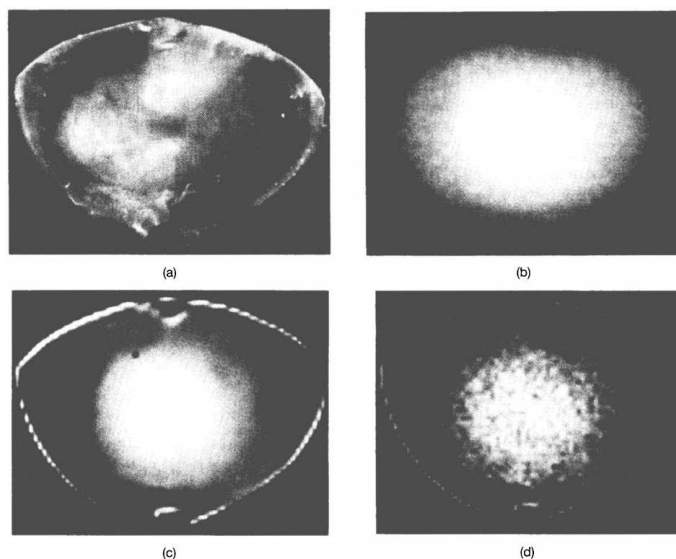


FIGURE 2.4 – Propriétés acoustiques locales d'une tranche de cristallin porcin d'un millimètre d'épaisseur effectuée le long de l'axe antéro-postérieur. (A) Image optique de la tranche. (B) Célérité locale correspondante encodée en niveau de gris (1500 à 1700 m/s). (C) Coefficient d'atténuation local à 20 MHz (0 à 60 dB/cm). (D) Pente du coefficient d'atténuation (0.5 à 2.35 dB/cm/MHz) [van der Steen *et al.*, 1994]

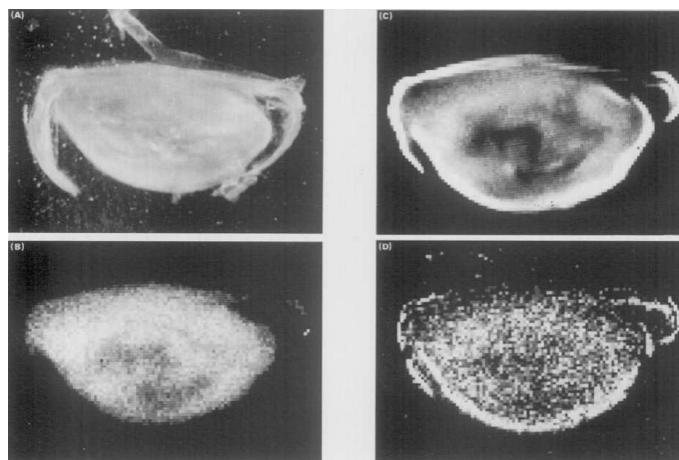


FIGURE 2.5 – Propriétés acoustiques locales d'une tranche de cristallin humain d'un millimètre d'épaisseur effectuée le long de l'axe antéro-postérieur. (A) Image optique de la tranche. (B) Célérité locale correspondante encodée en niveau de gris (1500 à 1700 m/s). (C) Coefficient d'atténuation local à 20 MHz (0 à 30 dB/cm). (D) Pente du coefficient d'atténuation (0 à 2 dB/cm/MHz) [De Korte *et al.*, 1994b]

dB/cm, et une pente d'atténuation comprise entre 0 et 2.4 dB/cm/MHz. ils sont répartis de façon notablement moins homogène que chez les cristallins humains suivant pour les trois un profil parabolique le long de l'axe optique et une décroissance linéaire le long de l'axe équatorial.

Plus récemment, Huang *et al.* [Huang *et al.*, 2007b], dans une étude sur les caracté-

2.3. LE CRISTALLIN : SOURCE MAJEURE D'ABERRATIONS DE PHASE DU MILIEU INTRA-OCULAIRE

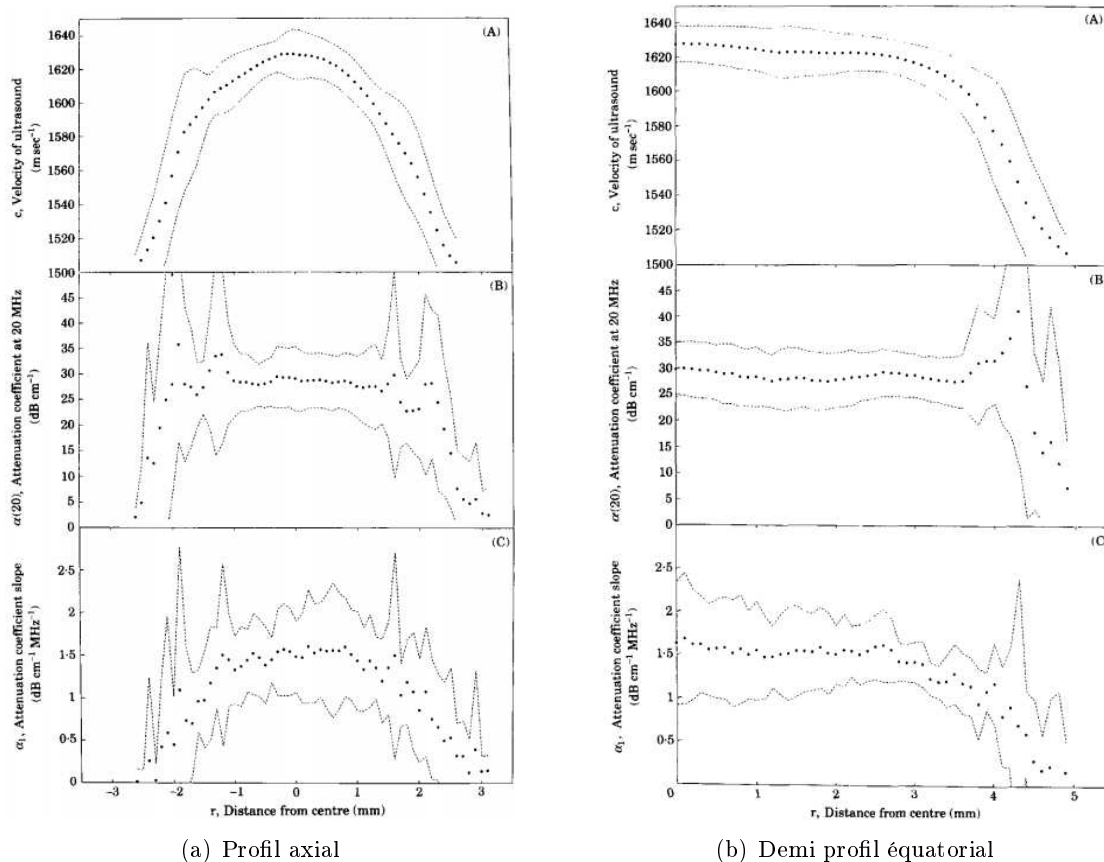


FIGURE 2.6 – Profil des propriétés acoustiques le long de l'axe optique et de l'axe équatorial mesurées sur $n = 13$ cristallins humains [De Korte *et al.*, 1994b]. (A) Célérité ultrasonore (B) Coefficient d'atténuation à 20MHz (C) Pente du coefficient d'atténuation. [De Korte *et al.*, 1994b]

ristiques du cristallin à haute fréquence (46 MHz) menée pour les besoins de la phakoémulsification, ont également pu mettre en évidence une différence notable de propriétés acoustiques entre le noyau et la capsule cristallinienne. De même que De Korte, Thijssen et Van der Steen auparavant, ils ont effectué ces mesures le long du profil axial antéro-postérieur, sur $n = 8$ cristallins porcins. Ils ont observé une célérité et un coefficient d'atténuation (à 46 MHz) de respectivement 1701.2 ± 8.4 m/s et 9.42 ± 0.57 dB/mm, dans le noyau, et de 1597.2 ± 9.6 et 0.42 ± 0.26 au niveau la capsule antérieure, et 1589.3 ± 6.1 m/s et 0.40 ± 0.33 dB/mm au niveau de la capsule postérieure.

2.3.2 État de l'art des effets du cristallin sur des faisceaux ultrasonores

Nous l'avons vu, le cristallin humain est un milieu présentant une atténuation et une célérité significativement plus élevée que les autres tissus oculaires et notamment que l'humeur aqueuse et le vitré qui emplissent la majeure partie du volume oculaire. Sa célérité d'environ 10% supérieure à celle de ces deux tissus, combinée à sa forme biconvexe, s'est révélée être la cause d'effets divergents importants sur les faisceaux acoustiques dans une

2.3. LE CRISTALLIN : SOURCE MAJEURE D'ABERRATIONS DE PHASE DU MILIEU INTRA-OCULAIRE

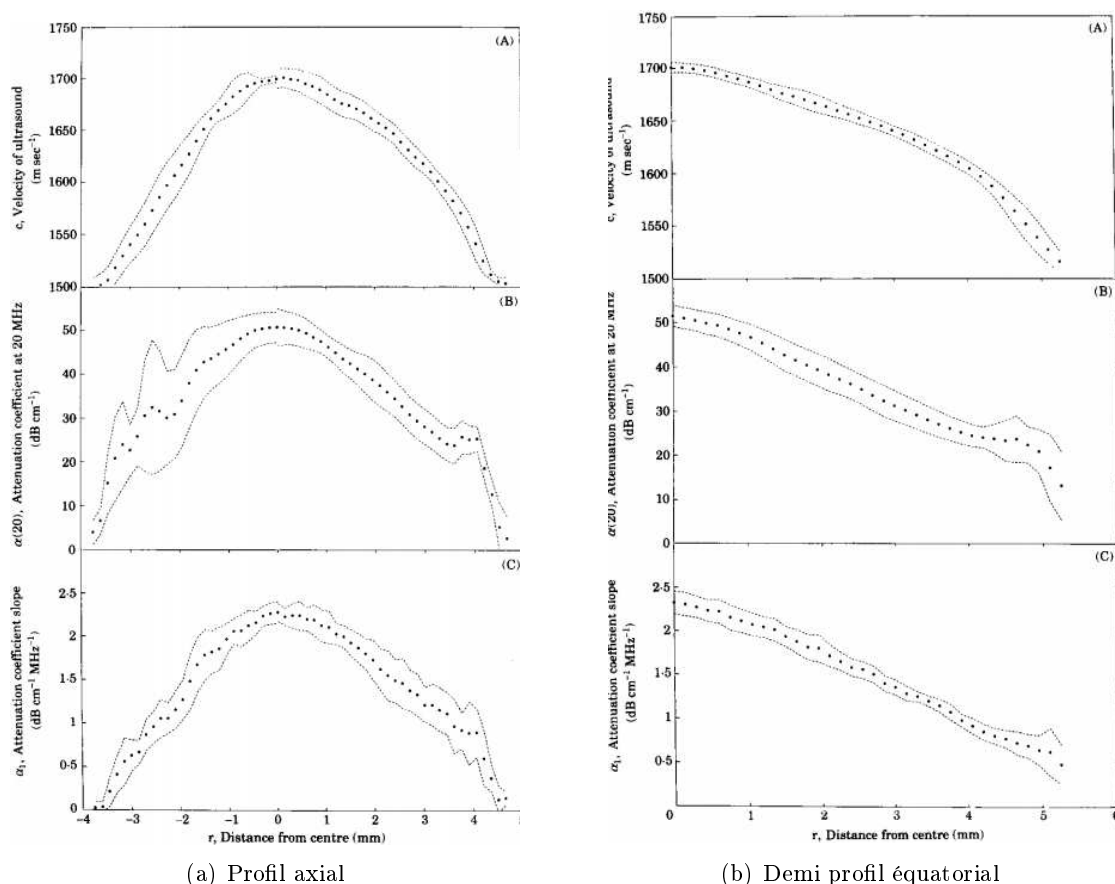


FIGURE 2.7 – Profil des propriétés acoustiques le long de l’axe optique et de l’axe équatorial mesurées sur $n = 10$ cristallins porcins [De Korte *et al.*, 1994b]. (A) Célérité ultrasonore (B) Coefficient d’atténuation à 20MHz (C) Pente du coefficient d’atténuation.

étude menée par Lizzi *et al.* [Lizzi *et al.*, 1970] utilisant un transducteur US plan de 2.5 mm de diamètre et de fréquence centrale 3.5 MHz. Á l’aide d’un système optique Schlieren, ils ont montré que, contrairement à la cornée ou la sclère dont les effets sont mineurs (sur la forme des faisceaux), les faisceaux traversant axialement le cristallin étaient élargis, d’intensités plus faible et d’autant plus réfractés (éloignés de leur axe de propagation en milieu homogène) qu’ils franchissaient des portions plus périphériques du cristallin (voir Fig. 2.9 et 2.10). Buschmann *et al.* ont ainsi montré que les faisceaux acoustiques pouvaient se diviser en périphérie [Buschmann *et al.*, 1971].

Les conséquences de ces effets ont également été étudiées sur l’imagerie en mode-B [Sokollu, 1968], [Buschmann *et al.*, 1971], [Joel K. Shugar, Eugene de Juan Jr., Brooks W. McCuen II, Jan. Les différentes études menée concluent unanimement que le cristallin est la cause de distorsions importantes sur les scans axiaux (voir Figs. 2.11 et 2.12). Précisément, Sokollu estime, à l’aide d’une approche ray tracing, que la compression apparente du fond de l’œil qu’il observe sur des B-scans (Fig. 2.12(a)), conduit à un avancement apparent de 0.5 mm de la rétine située autour de l’axe optique, et à une compression latérale de celle-ci, sous la périphérie cristallinienne, pouvant atteindre 1.5 mm d’écart avec l’anatomie réelle du globe 2.12(b).

2.3. LE CRISTALLIN : SOURCE MAJEURE D'ABERRATIONS DE PHASE DU MILIEU INTRA-OCULAIRE

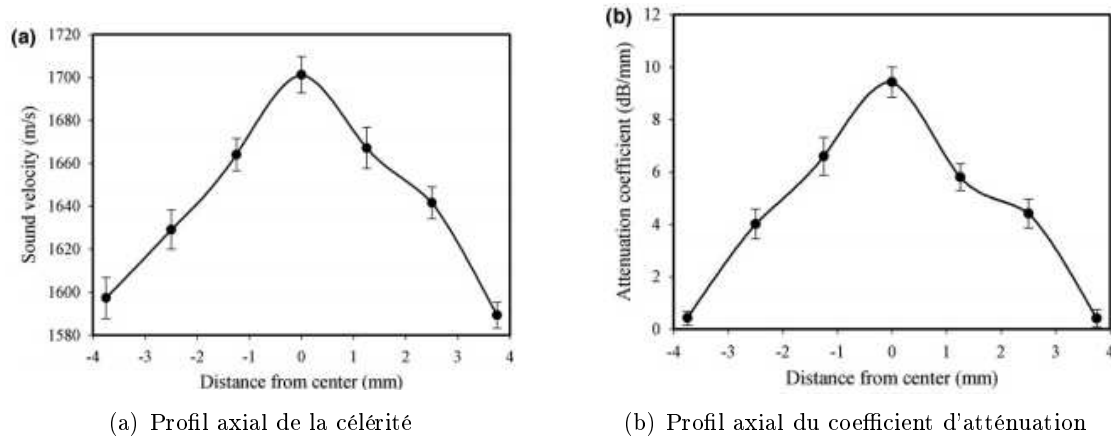


FIGURE 2.8 – Profil de la célérité et du coefficient d'atténuation ultrasonore mesuré le long de l'axe optique dans le sens antéro-postérieur sur $n = 8$ cristallins porcins [Huang *et al.*, 2007b]

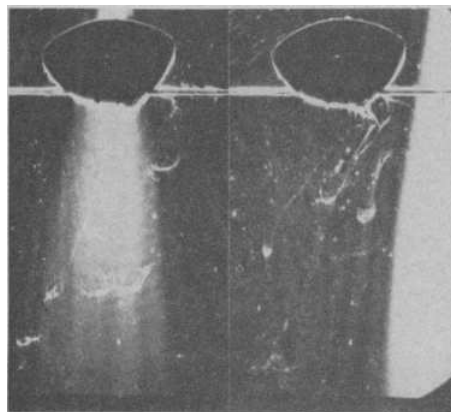


FIGURE 2.9 – Photographie Schlieren montrant les effets d'un cristallin bovin ($\varnothing = 21$ mm) sur un faisceau traversant son axe optique (transducteur de $\varnothing = 2.5$ mm et de fréquence 3.5 MHz)[Lizzi *et al.*, 1970]

Une des études les plus récentes mettant en évidence les effets défocalisants du cristallin a été menée en 1987 par Dmitriev *et al.*. Ils ont étudié les effets de l'ensemble des structures oculaires sur des yeux animaux à l'aide de mesure en transmission avec un transducteur focalisé [Dmitriev *et al.*, 1987]. En mesurant la distribution spatiale de la pression acoustique à l'intérieur de l'œil, ils ont constaté que le lobe principal du faisceau était élargi de 40 à 50 % à la sortie du cristallin, pendant que son pic d'intensité était réduit de 40 %. Il en ressort que l'intensité moyenne de la tâche focale est diminuée d'un facteur trois. Ils concluent de ces observations que le cristallin a les propriétés d'une lentille acoustique dispersive.

2.3. LE CRISTALLIN : SOURCE MAJEURE D'ABERRATIONS DE PHASE DU MILIEU INTRA-OCULAIRE

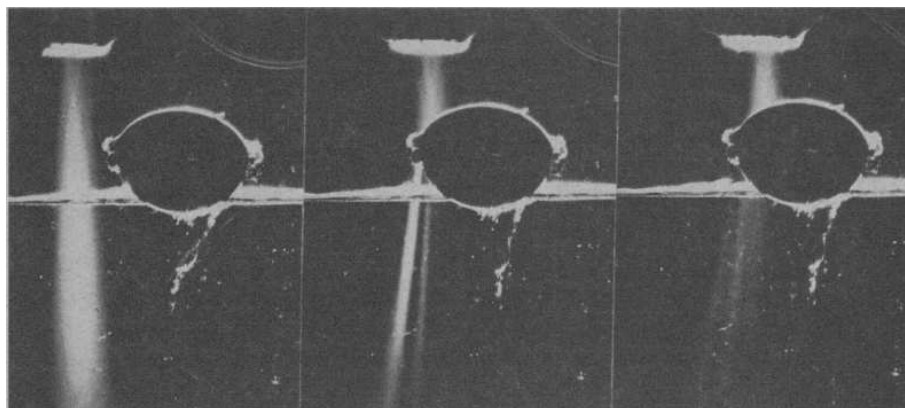


FIGURE 2.10 – Photographie Schlieren montrant les effets d'un cristallin bovin ($\varnothing = 19$ mm) sur un faisceau traversant axialement sa périphérie (transducteur de $\varnothing = 2.5$ mm et de fréquence 3.5 MHz)[Lizzi *et al.*, 1970]

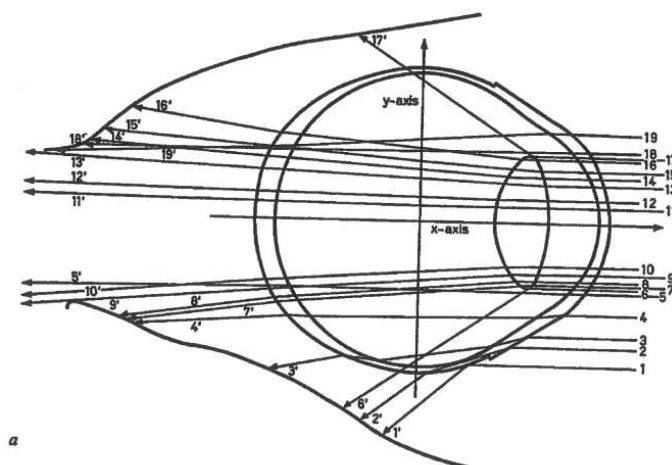


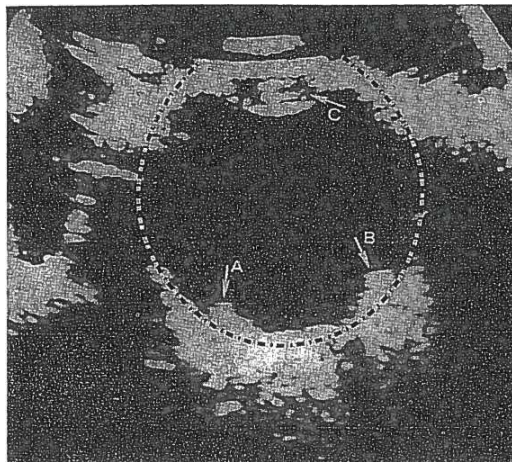
FIGURE 2.11 – Simulation de la réfraction induite par les différents milieux oculaires sur des faisceaux en incidence axiale. Les rayons incidents et réfractés ont le même numéro. Buschmann *et al.* [Buschmann *et al.*, 1971]

2.3.3 Simulation des effets réfractifs du cristallin

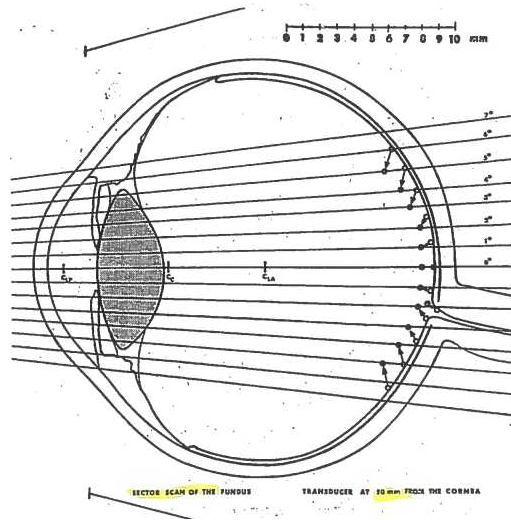
Dans l'objectif d'apprécier les effets réfractifs du cristallin sur des faisceaux acoustiques de formes variées (orientation, dimension, focalisation), il a été développé sous Matlab[®], au cours de cette thèse, un outil de modélisation permettant l'observation de la propagation de fronts d'onde en 2 dimensions. L'approche se veut simple et intuitive ; seule la célérité des ondes longitudinales est considérée. L'œil est modélisé par deux milieux homogènes de célérités différentes : le cristallin auquel on attribue une célérité de $c_L = 1641$ m/s et les tissus environnants auxquels on attribue la célérité moyenne de l'humeur aqueuse et du vitré, soit $c_H = 1532$ m/s. Il s'agit des célérités typiquement employées dans la littérature pour ces tissus.

Le cristallin est représenté géométriquement par deux arcs d'ellipsoïde, l'un pour sa face antérieure (vers la cornée) et l'autre pour sa face postérieure (vers la rétine). Cette

2.3. LE CRISTALLIN : SOURCE MAJEURE D'ABERRATIONS DE PHASE DU MILIEU INTRA-OCULAIRE



(a) B-scan présentant des distorsions sur la partie postérieure de la rétine (flèches A et B)



(b) Explication par approche ray tracing de cet effet de rapprochement et de compression de la partie postérieure de la rétine sur un B-scan sectoriel

FIGURE 2.12 – Compression et rapprochement axial apparent de la rétine sur un B-scan provoqué par le cristallin [Sokollu, 1968].

représentation comme il est justifié dans le chapitre 4, est reconnue pour permettre une bonne approximation de la géométrie du cristallin suivant qu'il soit accommodé ou non, ou bien plus ou moins âgé [Reilly et Ravi, 2010].

2.3.3.1 Principe et fonctionnement de la simulation

La simulation permet l'observation de l'évolution de fronts d'ondes plane ou convergente se propageant au cours du temps. Elle repose sur une approche de lancer de rayon ou ray tracing - technique développée dans le chapitre 4 - qui permet de satisfaire les effets de réfractions aux interfaces entre le cristallin et son extérieur. Ces rayons, bien que non représentés dans les simulations qui suivent, définissent l'aspect des fronts d'ondes au cours du temps. Ils obéissent chacun à la loi de la réfraction de Snell-Descartes aux interfaces entre le cristallin et les humeurs. Par analogie avec les expériences menées dans la suite de cette thèse, chaque rayon est considéré comme étant issu du centre géométrique d'un élément de la sonde LA20. La sonde LA20 - dont les caractéristiques sont détaillées dans le chapitre 3 - est une sonde linéaire ultrasonore de fréquence centrale 20 MHz comportant 128 éléments larges de $90 \mu\text{m}$ et espacés d'un kerf de $10 \mu\text{m}$ (distance bord à bord). Elle est représentée en haut sur les figures de simulation et son centre définit l'origine du repère cartésien utilisé.

Un exemple de la propagation d'un rayon issu d'un élément quelconque de la sonde (représenté en rouge) doté d'une inclinaison initiale avec la normale à la sonde également quelconque est donné figure 2.13. Dans cet exemple les rayons réfléchis aux interfaces sont également représentés. Conformément aux lois de Snell, un rayon incident définissant un angle θ_i avec l'interface humeurs/cristallin sera réfléchi et réfracté selon les angles $\theta_{reflechi}$

2.3. LE CRISTALLIN : SOURCE MAJEURE D'ABERRATIONS DE PHASE DU MILIEU INTRA-OCULAIRE

et $\theta_{refracte}$ décrits respectivement par les équations 2.3 et 2.4.

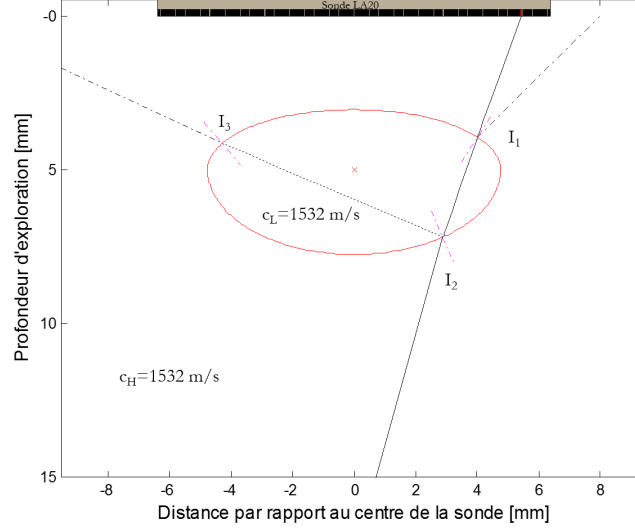


FIGURE 2.13 – Réfraction et réflexion d'un rayon issu d'un élément de la sonde LA20 (en rouge) avec un angle de 25° par rapport à la normale à sa surface. La normale aux points d'incidences I_1 , I_2 et I_3 avec le cristallin est indiquée par un trait discontinu magenta. Le rayon réfracté est représenté par un trait plein noir et rayons réfléchis en I_1 et I_2 par un trait discontinu noir.

$$\theta_{reflechi} = -\theta_i \quad (2.3)$$

$$\theta_{refracte} = \arcsin\left(\frac{c_L}{c_H} \sin(\theta_i)\right) \quad (2.4)$$

L'équation 2.4 résulte du réarrangement de la loi de Snell pour la réfraction entre un milieu 1 et un milieu 2 :

$$\frac{\sin(\theta_1)}{c_1} = \frac{\sin(\theta_2)}{c_2} \quad (2.5)$$

On définit ici le rapport de célérité $\mu_{H \rightarrow L}$ entre le milieu extra-cristallin (humeur aqueuse et vitré) et le milieu intra-cristallin :

$$\mu_{H \rightarrow L} = \frac{c_L}{c_H} \quad (2.6)$$

Ainsi le rapport de célérité $\mu_{L \rightarrow H}$ entre le milieu intra-cristallin le milieu extra-cristallin se définit comme :

$$\mu_{L \rightarrow H} = \frac{1}{\mu_{H \rightarrow L}} \quad (2.7)$$

De cette première base pour exprimer la réfraction se produisant à l'interface entre le cristallin et son extérieur s'ensuit la modélisation des fronts d'onde. Un rayon est attribué pour chaque élément de la sonde mobilisé dans la génération d'un front d'onde particulier.

2.3. LE CRISTALLIN : SOURCE MAJEURE D'ABERRATIONS DE PHASE DU MILIEU INTRA-OCULAIRE

L'inclinaison initiale de chacun de ces rayons est définie par un angle θ_{elem} suivant l'équation 2.8.

$$\theta_{elem} = \arctan \left(\frac{x_f - x_{elem}}{z_f} \right) \quad (2.8)$$

Cette équation 2.8 permet la génération de fronts d'ondes convergents vers un point focal Ω_f de coordonnées $(x_f; z_f)$. La génération de fronts d'onde plans est également possible en faisant tendre z_f vers l'infini ; l'angle θ_{elem} est alors nul et chaque rayon issu d'un élément est en conséquence vertical. L'inclinaison de ces rayons est ensuite soumise à la loi de Snell-Descartes pour la réfraction, en cas de rencontre avec une interface (cristallin/humeurs ou humeurs/cristallin).

À cet angle initial s'ajoute un délai de focalisation τ_{elem} associé à chaque élément de façon à permettre une arrivée synchrone au point focal Ω_f des points se déplaçant à une célérité donnée le long de chacun des rayons considérés. Ce délai de focalisation est appliqué relativement à la vitesse dans le milieu entourant le cristallin ($c_H = 1532m/s$), conformément aux lois de focalisation géométriques décrites dans le chapitre 3. Il est nul lorsque l'on désire représenter une onde plane.

A chaque rayon est donc associé un point de départ lui appartenant et placé à une distance $c_H \times \tau_{elem}$ de son origine. La réunion de l'ensemble de ces points par une interpolation de type spline permet ensuite de définir le front d'onde initial. Les fronts d'ondes suivants seront défini ensuite de façon analogue en interpolant l'ensemble des points isochrones issus de chaque rayon, à un instant donné. L'évolution de ces points suit le trajet des rayons réfractés à la célérité propre au milieu dans lequel ils se trouvent à un instant t .

Dans les simulations suivantes, les fronts d'ondes sont affichés toutes les $16 \mu s$ ce qui correspond à une distance parcourue d'environ $250 \mu m$ à $c_H = 1532m/s$.

2.3.3.2 Fronts d'ondes simulés

Dans le but d'obtenir une représentation intuitive des effets réfractifs du cristallin sur des faisceaux ultrasonores, nous avons testé des fronts d'onde de tailles et de formes (focalisés ou non) variés se propageant de façon axiale et dans le sens antéro-postérieur en différentes région du cristallin. Le cristallin est placé, pour chaque simulation, dans l'axe de la sonde multi-élément LA20 et à une distance analogue à celle rencontrée dans la pratique ophtalmologique par voie transcornéenne.

La première simulation réalisée est volontairement peu réaliste (Fig. 2.14), géométrie du cristallin et différence de célérité entre les deux milieux étant volontairement accentués pour mieux juger des effets de ceux-ci sur la forme d'un front d'onde plane. La vitesse dans le cristallin est ainsi fixée à $2500 m/s$ et à $1500 m/s$ autour. Les trois géométries choisies pour représenter le cristallin sont elles de dimensions relativement proches de la réalité ; seules les courbures antérieure et postérieure ne sont pas fidèles. L'objectif était ici de tester à épaisseur axiale identique, l'influence d'une courbure antérieure de valeur supérieure (Fig. 2.14(a)) égale (Fig. 2.14(b)) ou inférieure (Fig. 2.14(c)) - à l'image du cristallin réel - à la courbure postérieure.

Ces simulations (Fig. 2.14)) permettent de mettre en évidence l'impact de la forme biconvexe du cristallin sur la propagation d'une onde plane traversant son axe central. Dans les trois cas simulés, cette forme biconvexe, conjuguée à la célérité plus importante du cristallin, provoque la divergence de l'onde plane. Cet effet divergent se manifeste dès la tra-

2.3. LE CRISTALLIN : SOURCE MAJEURE D'ABERRATIONS DE PHASE DU MILIEU INTRA-OCULAIRE

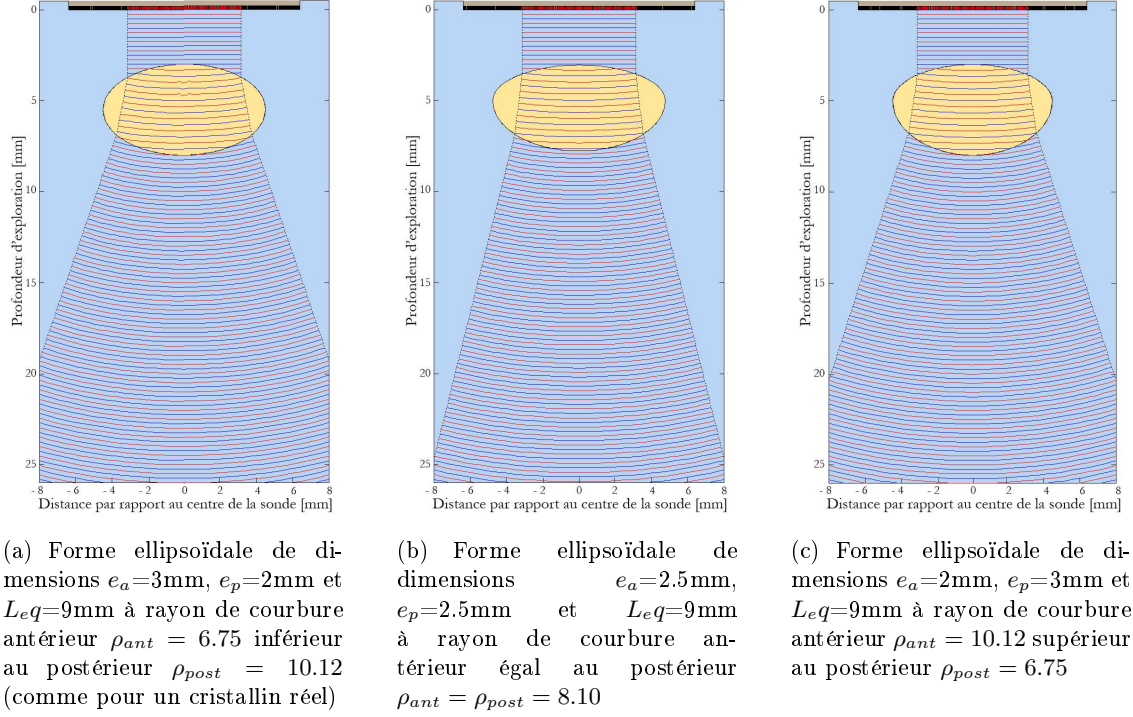


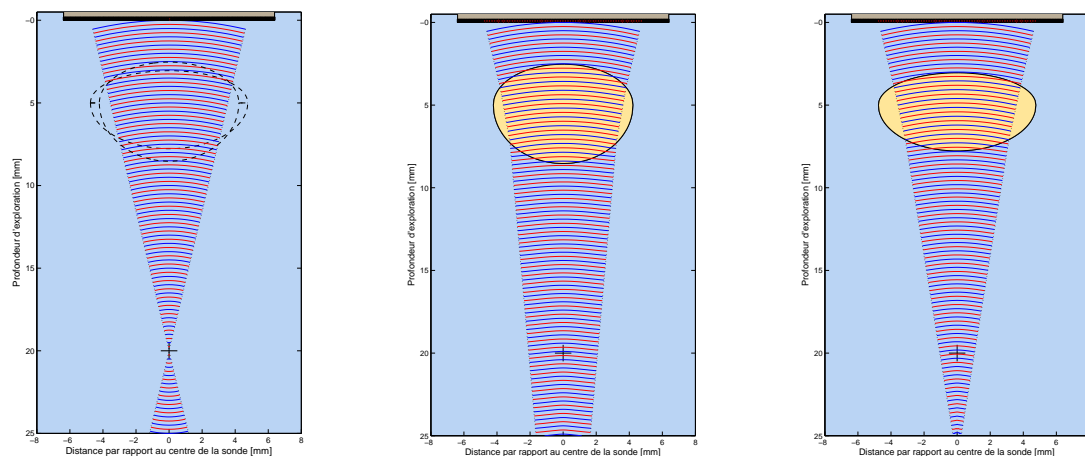
FIGURE 2.14 – Simulation des effets réfractifs de différentes formes ellipsoïdales sur une onde plane émise par une ouverture de 6.4 mm. Les ellipsoïdes des figures 2.14(b) et 2.14(c) s'éloignent volontairement d'un cristallin réel pour mieux apprécier l'impact des différences de courbures antérieure et postérieure. Pour la même raison, le rapport de célérité est également volontairement accentué par rapport à celui existant entre les humeurs et le cristallin : $c_H = 1500$ m/s (en bleu) et $c_L = 2500$ m/s (en jaune)

versée de l'interface antérieure et s'amplifie après l'interface postérieure. Peu de différences sont notables entre les formes (a) et (c) ayant en commun une courbure plus accentuée d'un de leur côté (*e.g.* antérieur ou postérieur). En revanche, elles se démarquent de la forme symétrique (b) par une divergence plus marquée des fronts d'ondes qui les traversent.

Les simulations qui suivent se veulent réalistes et sont donc paramétrées avec les célérités $c_H = 1532$ m/s et $c_L = 1641$ m/s pour les humeurs et le cristallin, respectivement.

Les simulations présentées figure 2.15 visent à observer, pour ses deux formes extrêmes *i.e.* accommodée (b) et désaccommodée (c), l'effet du cristallin sur un front d'onde focalisé à l'aide d'une ouverture large de 6.4 mm (64 éléments). La profondeur de focalisation choisie est de 20 mm à $c_H = 1532$ m/s, soit une profondeur de focalisation classique pour l'exploration du segment postérieur. La représentation de la propagation de ce front d'onde focalisé en l'absence de cristallin (a) accompagne ces deux simulations, afin mieux apprécier l'amplitude des effets défocalisants du cristallin.

2.3. LE CRISTALLIN : SOURCE MAJEURE D'ABERRATIONS DE PHASE DU MILIEU INTRA-OCULAIRE



(a) Propagation de l'onde focalisée en l'absence de cristallin

(b) Propagation de l'onde focalisée en présence d'un cristallin accommodé $e_a=2.47\text{mm}$, $e_p=3.53\text{mm}$ et $L_{eq}=8.44\text{mm}$

(c) Propagation de l'onde focalisée en présence d'un cristallin désaccommodé $e_a=1.95\text{ mm}$, $e_p=2.77\text{ mm}$ et $L_{eq}=9.52\text{ mm}$

FIGURE 2.15 – Comparaison des effets réfractifs de cristallins de formes accommodée (b) et désaccommodée (c) sur une onde émise par une ouverture de 6.4mm et focalisée à $z_f = 20\text{ mm}$. La célérité longitudinale est de $c_H = 1532\text{ m/s}$ dans le milieu extra-cristallin (en bleu) et de $c_L = 1641\text{ m/s}$ dans le cristallin (en jaune)

L'effet défocalisant du cristallin ressort clairement des figures 2.15(b) et 2.15(c) où il conduit à un décalage du point focal vers une profondeur plus importante, notamment lorsque celui-ci aborde sa forme accommodée.

Enfin, la dernière simulation (Fig. 2.16) vise à mettre en évidence les effets réfractifs se produisant lors du balayage linéaire de faisceaux de tailles correspondant à celles potentiellement utilisées avec des sondes multi-éléments (ouverture de 1.6mm), et cela en fonction de l'accommodation du cristallin et de la profondeur de focalisation. Les géométries choisies pour définir les formes accommodée et désaccommodée correspondent à celles utilisées dans les expérimentations *in vitro* du chapitre 5 ; elles sont décrites dans la table 5.1.

2.3. LE CRISTALLIN : SOURCE MAJEURE D'ABERRATIONS DE PHASE DU MILIEU INTRA-OCULAIRE

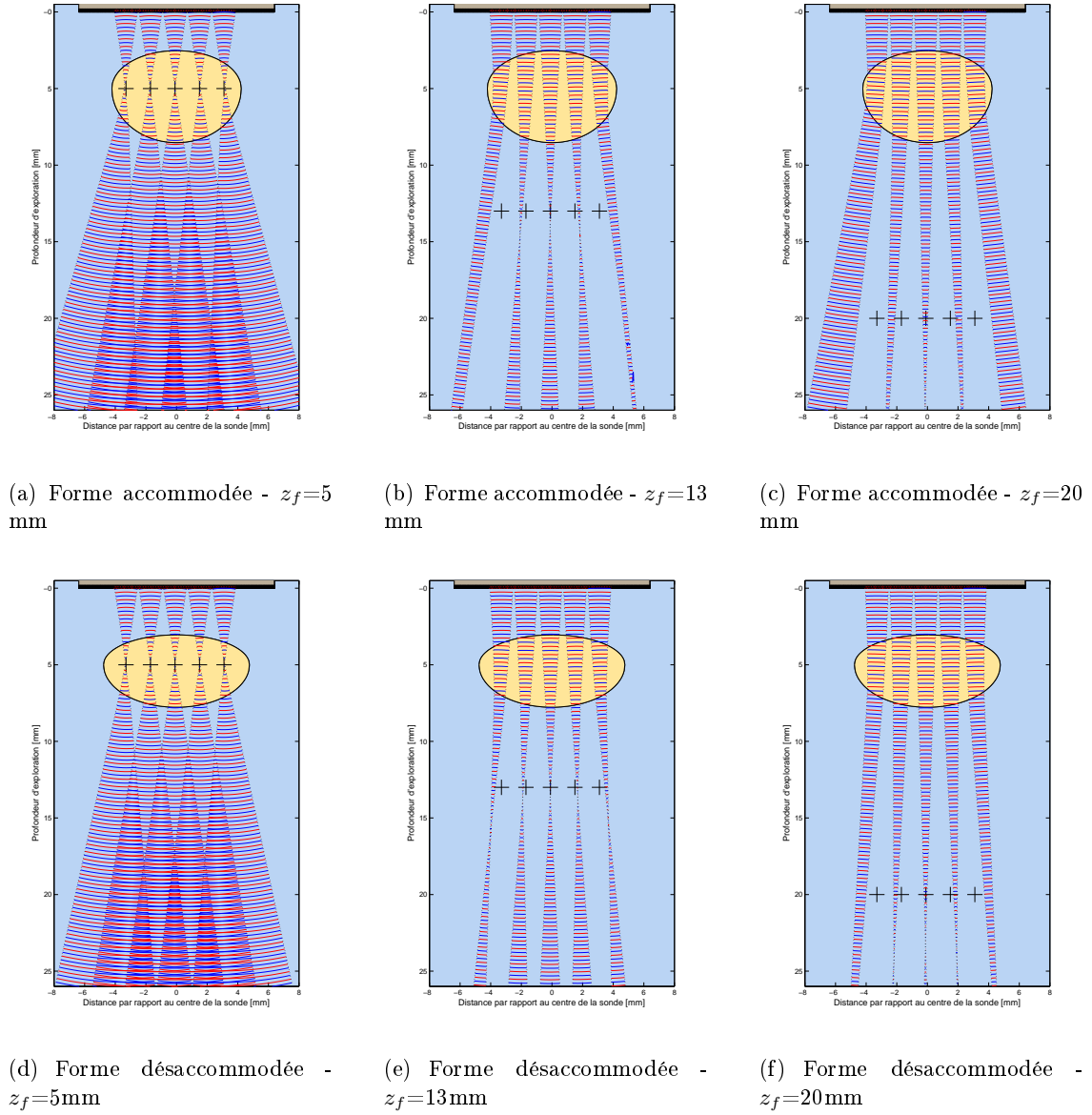


FIGURE 2.16 – Simulation des effets réfractifs d'un cristallin en situation accommodée ((a), (b) et (c)) et désaccommodée ((d), (e) et (f)) sur cinq ondes générées par une ouverture de 1.6 mm pour différentes profondeurs de focalisation (croix).

De ces dernières simulations, il ressort que les effets réfractifs du cristallin se produisent essentiellement en périphérie, où les faisceaux apparaissent significativement déviés de leur axe et défocalisés au point de ne plus pouvoir converger. Ces effets sont amplifiés par la forme accommodée et semblent s'aggraver avec l'augmentation de la profondeur de focalisation.

2.3.4 Conclusion

Les comportements réfractifs qu'illustrent ces simulations sont en adéquation avec les observations de Lizzi *et al.* et témoignent des effets défléchissants et défocalisants non négligeables qu'exerce le cristallin sur les faisceaux US. Si le cristallin est connu pour être une lentille convergente en optique, il se comporte, du fait de l'écart inverse de vitesse de propagation, comme une lentille divergente (dans l'axe) vis à vis des ondes acoustiques.

Contrairement à l'idée établie que c'est l'atténuation du cristallin qui est la cause première d'une dégradation de l'observation du fond de l'œil lors d'un scan transcornéen, il semblerait que cela soit plutôt imputable à ses effets réfractifs et aberrateurs. La figure 2.2 nous a montré en effet, qu'il n'y avait pas un écart d'atténuation significatif entre la voie sclérale et la voie cornéenne, y compris à 20 MHz (environ 5 dB).

La correction des aberrations de phase dans l'échographie oculaire par voie cornéenne représente donc un enjeu important pour l'amélioration des B-scans transcornéens. Les sondes multi-éléments permettent d'envisager pareilles correction, et probablement le nécessitent, si l'on souhaite tirer profit de cette technologie, en particulier à haute fréquence.

Deuxième partie

Formation de faisceau et reconstruction d'image dédiés à l'observation de l'œil par sonde ultrasonore multi-éléments

L'objet de cette seconde partie est de décrire la méthode de reconstruction développée au cours de cette thèse pour compenser les aberrations de phase issues du cristallin lors de l'imagerie US de l'œil entier à l'aide d'une sonde multi-éléments de type "barrette".

Les notions de beamforming et de reconstruction d'image prérequis sont abordées dans le chapitre 3, suivies de la présentation de l'échographe expérimental ECODERM et de la sonde linéaire haute fréquence de 128 éléments avec lesquels la méthode a été implémentée.

La méthode de correction des aberrations cristalliniennes est ensuite décrite dans le chapitre 4, depuis la technique de lancer de rayon qui la sous-tend jusqu'à son implémentation à l'aide de l'ECODERM pour l'imagerie US trans-cornéenne. Ce chapitre se conclut par l'extension de la technique présentée pour la prise en compte de l'inhomogénéité de la célérité US au sein du cristallin.

Formation de faisceau et reconstruction d'image ultrasonore par sonde mutli-éléments linéaire à l'aide d'un échographe polyvalent, l'ECODERM

Sommaire

3.1	Reconstruction d'une image échographique avec une sonde linéaire multi-élément	96
3.1.1	Introduction	96
3.1.1.1	Les sondes multi-éléments	96
3.1.1.2	Balayage électronique	97
3.1.2	Formation de faisceau en émission	98
3.1.2.1	Focalisation	98
3.1.2.2	Déflexion	100
3.1.3	Formation de voies en réception	100
3.1.3.1	Recueil des matrices des signaux RF pour chaque émission	100
3.1.3.2	Principe du delay-and-sum (DAS)	100
3.1.3.3	Focalisation dynamique et ouverture adaptatrice	101
3.1.3.4	L'apodisation	102
3.1.3.5	TGC	103
3.1.4	Critères de qualité de l'image échographique	103
3.1.4.1	Diagramme de rayonnement d'une sonde linéaire	103
3.1.4.2	Résolution spatiale	104
3.1.4.3	Contraste	105
3.1.4.4	PSF - Fonction d'étalement du point	106
3.2	L'ECODERM : un échographe de recherche pour l'imagerie US haute fréquence	106
3.2.1	Présentation générale de l'échographe	106
3.2.1.1	Électronique	107
3.2.1.2	Sonde LA20	108
3.2.1.3	Reconstruction native du prototype ECODERM	109
3.2.2	Reconstruction conventionnelle à partir des données RF	109
3.2.2.1	Acquisition des données RF en mode recherche	109
3.2.2.2	Reconstruction "hors ligne" sous Matlab	111
3.2.2.3	Traitement appliqué aux lignes reconstruites pour l'affichage en mode-B	111

3.1 Reconstruction d'une image échographique avec une sonde linéaire multi-élément

3.1.1 Introduction

Comparativement aux transducteurs mono-éléments, l'emploi de sondes multi-éléments s'accompagne de nombreux avantages. Le contrôle des éléments qui la composent permet de supplanter le balayage mécanique par un balayage électronique dans l'exploration US du milieu. De plus, il offre la possibilité d'effectuer des stratégies de formation de faisceau multiples permettant notamment de faire varier la profondeur de focalisation, d'ajuster le nombre d'éléments utilisés à la zone d'exploration souhaitée *etc...* Ces usages contribuent à l'amélioration de la qualité des images échographiques. Le domaine de la reconstruction d'image au moyen de sondes multi-éléments étant particulièrement riche et vaste, nous ne décrirons, dans cette section, que les techniques conventionnelles de l'imagerie par sonde linéaire qui ont été utilisées dans ce travail de thèse

3.1.1.1 Les sondes multi-éléments

Il existe plusieurs formes et plusieurs types de sondes multi-éléments. D'un côté on trouve les réseaux annulaires formés d'anneaux concentriques de surfaces identiques, contrôlables indépendamment, et de l'autre les réseaux linéaires (linear array), convexes, concaves et de phase (phased array). Ces derniers sont constitués de transducteurs (ou éléments) rectangulaires également espacés le long de la dimension transverse à l'axe de propagation, sur une surface plane (réseaux linéaires et réseaux de phase) ou incurvées (réseaux concaves et convexes). Ce type de réseau multi-éléments est couramment dénommé barrette ultrasonore.

C'est à ce type de sonde et plus particulièrement aux barrettes linéaires que nous nous intéressons dans cette section car il s'agit du type de barrette utilisée au cours de cette thèse. La barrette linéaire, dont les spécificités géométriques sont illustrées figure 3.1, est constituée d'un ensemble d'éléments piézoélectriques rectangulaires de hauteur H et d'une largeur L nettement plus petite, de l'ordre de la longueur d'onde λ dans le milieu. Ces éléments sont alignés le long de la dimension transverse (latérale) de la sonde. Ils sont dotés parfois d'une lentille de focalisation en élévation. Ces éléments sont espacés centre à centre d'un pas de réseau appelé pitch. Celui-ci définit l'espace inter-élément appelé kerf. Les barrettes comportent généralement un nombre d'éléments N_{elem} compris entre 64 et 256. La valeur du pitch est généralement proche de λ pour les barrettes linéaires et de $\lambda/2$ pour les barrettes de type phased-array.

Contrairement aux réseaux annulaires qui, comme les transducteurs mono-élément, nécessitent un balayage mécanique pour la visualisation bidimensionnelle du milieu exploré, les barrettes US permettent la réalisation d'un balayage électronique.

3.1. RECONSTRUCTION D'UNE IMAGE ÉCHOGRAPHIQUE AVEC UNE SONDE LINÉAIRE MULTI-ÉLÉMENT

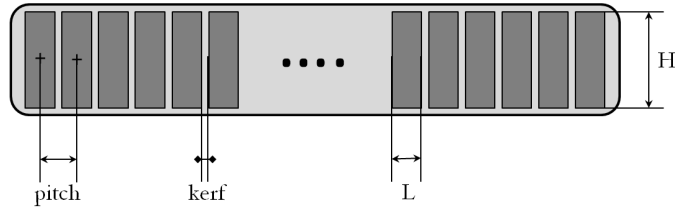


FIGURE 3.1 – Caractéristiques géométriques d'une sonde linéaire.

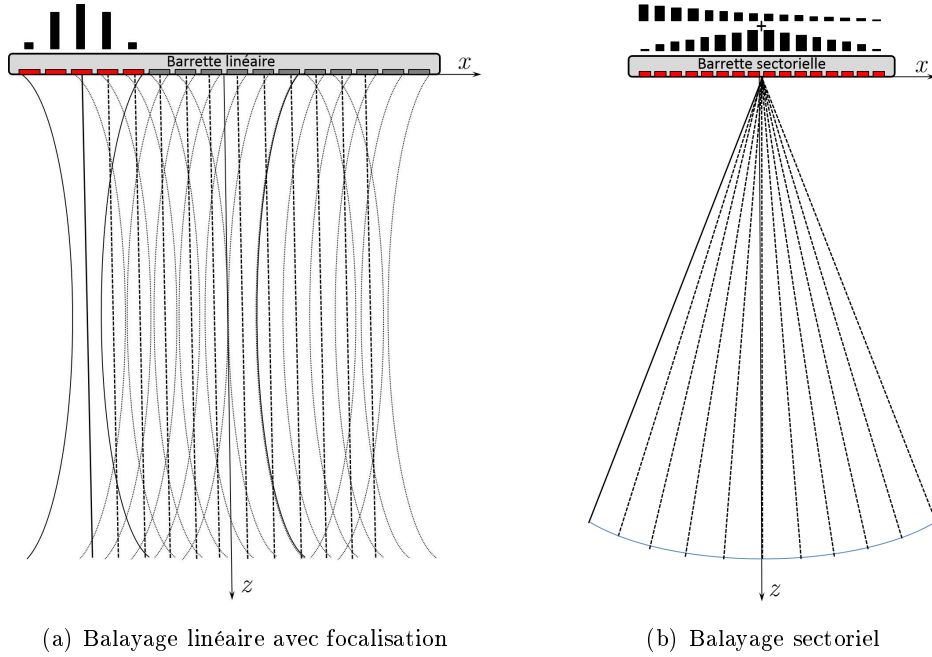


FIGURE 3.2 – Balayage électronique

3.1.1.2 Balayage électronique

On distingue deux types de balayage électronique : le balayage linéaire et le balayage sectoriel. Comme l'évoque la figure 3.2, en fonction du type de balayage pratiqué l'image restituée sera de forme rectangulaire (linéaire) ou bien de la forme d'un éventail (sectoriel). En imagerie conventionnelle chaque émission, ou tir, s'ensuit de la reconstruction d'une ligne échographique ; ainsi, le nombre de lignes (N_{lignes}) équivaut au nombre de tirs effectués (N_{tirs}) :

$$N_{lignes} = N_{tirs} \quad (3.1)$$

Le balayage linéaire s'exécute suivant la dimension latérale de la barrette, en excitant successivement un groupe d'éléments pour un nombre d'éléments émetteurs donné. Ce groupe d'éléments, de taille constante, constitue une sous-ouverture de la sonde que l'on appelle ouverture émettrice (A_E). Le balayage électronique s'effectue, typiquement, en déplaçant l'ouverture émettrice d'un élément à chaque nouveau tir, ce qui supplante ainsi le déplacement mécanique. Chaque tir, généralement focalisé, donne lieu à la reconstruction d'une ligne échographique selon z centrée sur le centre de l'ouverture émettrice (axe de

3.1. RECONSTRUCTION D'UNE IMAGE ÉCHOGRAPHIQUE AVEC UNE SONDE LINÉAIRE MULTI-ÉLÉMENT

tir). Le nombre de tirs est alors régi par le nombre d'éléments monopolisés en émission et le nombre total d'éléments de la sonde selon l'expression suivante :

$$N_{tirs} = N_{elem} - N_E + 1 \quad (3.2)$$

où N_{elem} est le nombre d'élément de l'ouverture A_E .

Le balayage sectoriel monopolise pour chaque tir l'ensemble des éléments de la sonde. Une angulation différente est appliquée à chacun, ce qui permet de couvrir un secteur donné. À la focalisation du faisceau émis, s'ajoute donc sa déflexion. Le nombre de tirs effectués lors d'un balayage sectoriel dépend alors de l'angle de départ (θ_{min}) et d'arrivée (θ_{max}) ainsi que du pas angulaire $\Delta\theta$ choisi :

$$N_{tirs} = \frac{\theta_{max} - \theta_{min}}{\Delta\theta} + 1 \quad (3.3)$$

En règle générale, $\theta_{max} = -\theta_{min}$.

Que ce soit pour réaliser un balayage linéaire ou sectoriel, l'échographe doit réaliser en émission le processus permettant d'accomplir la déflexion et/ou la focalisation du faisceau. Pour cela, un jeu de retard approprié doit être appliqué à chaque élément émetteur. La loi de retards imposant ces décalages est calculée pour que tous les signaux arrivent en même temps en un point, que l'on appelle focale d'émission. Ce processus qui consiste à calculer cette loi et à générer le faisceau ultrasonore focalisé le long de la ligne, est appelé formation de faisceau en émission ou beamforming en émission. Le faisceau ainsi créé insonifie progressivement une ligne du milieu. Les échos du milieu sont alors recueillis par les éléments de l'ouverture réceptrice (A_R) puis digitalisés avant de leur appliquer une focalisation relative à leur temps d'arrivée. Ce processus s'appelle formation de voies en réception.

L'image échographique s'obtient au final, de façon séquentielle, par la réitération pour chaque ligne des étapes de formation de faisceau en émission et de formation de voies en réception, l'ensemble constituant le processus de reconstruction d'image. Les retards de focalisation appliqués sont déterminés selon l'hypothèse que la célérité ultrasonore est constante au sein du milieu exploré et se calculent donc en appliquant une loi de retard cylindrique ou parabolique dans le cas de l'approximation paraxiale (voir détail dans la section 3.1.2.1.).

3.1.2 Formation de faisceau en émission

Nous l'avons vu, la formation de faisceau en émission comprend deux possibilités : la focalisation du faisceau dans l'axe de la sonde, ou bien la déflexion du faisceau selon un angle θ_d par rapport à la normale à la sonde. Les lois de retard qui permettent leur exécution sont régies par des considérations géométriques qu'illustrent la figure 3.3.

3.1.2.1 Focalisation

La focalisation en émission permet l'arrivée simultanée (en phase) au point focal des échos émis par l'ensemble des éléments de la barrette. Plusieurs éléments piézo-électriques de la barrette fonctionnent ensemble pour produire un front d'onde convergent. Les éléments sont excités avec des décalages temporels qui correspondent à la courbure de l'onde

3.1. RECONSTRUCTION D'UNE IMAGE ÉCHOGRAPHIQUE AVEC UNE SONDE LINÉAIRE MULTI-ÉLÉMENT

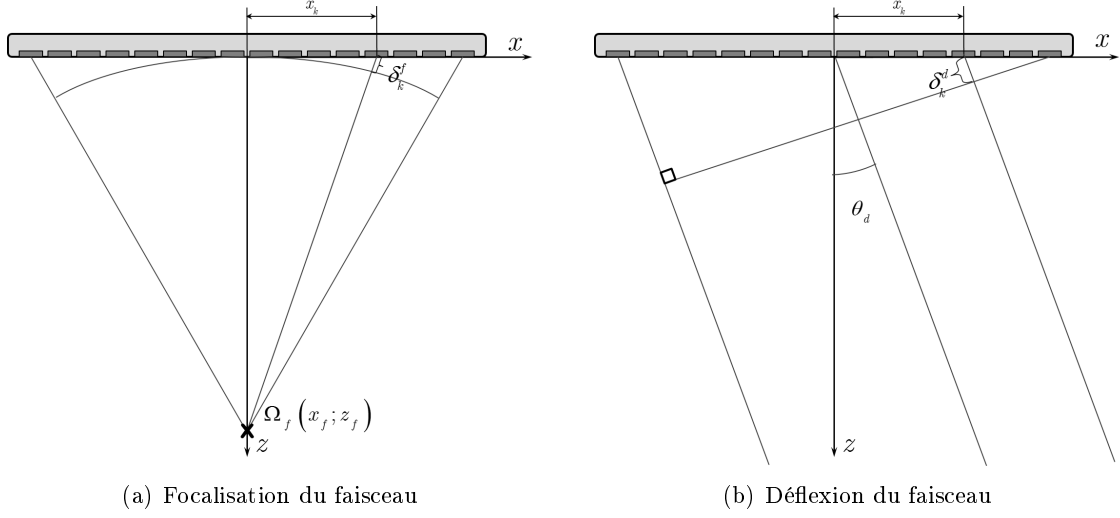


FIGURE 3.3 – Carte d'émission/réception comprenant le gain de réception

que l'on désire émettre. Les éléments latéraux les plus éloignés du centre de courbure de l'onde convergente émettent les premiers, l'élément central émet le dernier. Si l'on considère une focalisation à une profondeur z_f dans l'axe de la sonde, les retards d'émission doivent compenser, pour chaque élément k , la distance δ_k^f qui correspond au chemin supplémentaire que l'onde émise par l'élément k doit parcourir en plus de la distance z_f . Le retard τ_k^f à appliquer à chaque élément pour focaliser à la profondeur z_f s'exprime alors en fonction de cette distance selon :

$$\tau_k^f = \frac{\max(\delta_k^f) - \delta_k^f}{c} \quad (3.4)$$

où c est la célérité du milieu et $\max(\delta_k^f) = \delta_{\frac{N}{2}}^f = \delta_{\frac{N}{2}}^f$, pour $k \in \llbracket -\frac{N}{2}; \frac{N}{2} \rrbracket$. En s'appuyant de la figure 3.3(a), cette distance s'exprime par :

$$\delta_k^f = -z_f + \sqrt{x_k^2 + z_f^2} \quad (3.5)$$

avec $x_k = k \times \text{pitch}$, pour $k \in \llbracket -\frac{N}{2}; \frac{N}{2} \rrbracket$

L'expression 3.5 peut se réécrire par :

$$\delta_k^f = z_f \left(-1 + \sqrt{1 + \left(\frac{x_k}{z_f} \right)^2} \right) \quad (3.6)$$

Si $z_f \gg x_k$, il est possible d'effectuer le développement limité à l'ordre 1 de cette expression (approximation paraxiale), ce qui donne :

$$\delta_k^f = \frac{x_k^2}{2z_f} \quad (3.7)$$

La retard de focalisation en émission à appliquer à chaque élément k de l'ouverture émettrice A_E s'écrit alors comme :

$$\tau_f(k) = \frac{x_{\frac{N}{2}}^2 - x_k^2}{2z_f c} \quad (3.8)$$

3.1. RECONSTRUCTION D'UNE IMAGE ÉCHOGRAPHIQUE AVEC UNE SONDE LINÉAIRE MULTI-ÉLÉMENT

3.1.2.2 Déflexion

La déflexion du faisceau n'est pratiquée généralement qu'avec des barrettes de type phased array car la périodicité spatiale de leurs éléments en $\lambda/2$ garantit l'absence de lobes de réseaux sur une large plage angulaire.

La loi de retard permettant de défléchir un faisceau est linéaire et s'exprime pour un angle de déflexion θ_d par :

$$\tau_d(k) = \frac{\left(x_{\frac{N}{2}} - x_k\right) \sin(\theta_d)}{c} \quad (3.9)$$

Lorsque l'on désire émettre un faisceau à la fois défléchi et focalisé, comme lors de l'imagerie de type phased array, il suffit d'ajouter retard de focalisation et de déflexion.

3.1.3 Formation de voies en réception

Nous ne décrivons ici que la formation de voie réalisée dans le cadre d'un balayage linéaire, qui est aussi celle utilisée dans ce travail de thèse avec l'échographe ECODERM, pour les reconstructions dites "conventionnelles".

3.1.3.1 Recueil des matrices des signaux RF pour chaque émission

Les signaux réfléchis et rétrodiffusés par le milieu sont recueillis à l'issue de chaque émission par les N_R éléments de l'ouverture réceptrice et viennent former la matrice $S_{RF_{x_f, N_R}}(t)$ des signaux radio-fréquence de taille $(N_R \times N_{pts})$. N_{pts} correspond au nombre de points acquis à l'issue de l'échantillonnage du signal RF et x_f correspond au centre de l'ouverture émettrice A_E , de l'émission de laquelle est issue la matrice $S_{RF_{x_f, k}}(t)$.

3.1.3.2 Principe du delay-and-sum (DAS)

La méthode dite de delay-and-sum existe depuis les débuts de l'échographie par sonde multi-éléments. Elle dérive de l'optique géométrique et participe de l'imagerie que l'on appelle conventionnelle.

Elle est basée sur la sommation cohérente des échos ultrasonores reçus après leur rephasage ("delay"). Ces délais se déterminent géométriquement, en considérant que les diffuseurs et réflecteurs du milieu réémettent une onde sphérique suite à leur insonification par un faisceau émis. Les lois de retard permettant cette focalisation en réception sont donc les mêmes qu'en émission à un signe près.

Comme l'illustre la figure 3.4, les échos provenant de zones périphérique à la ligne de tir ne seront pas rephasés correctement à l'issue du rephasage DAS, et leur sommation aboutira donc à une réduction des échos parasites. Au contraire les échos provenant de la ligne de tir seront fortement amplifiés à l'issue de la sommation cohérente de leur front d'onde. La sommation permet en effet à la technique DAS d'amplifier les signaux en phase et diminue ceux qui ne le sont pas.

L'opération réalisée par une reconstruction de type DAS pour la focalisation en récep-

3.1. RECONSTRUCTION D'UNE IMAGE ÉCHOGRAPHIQUE AVEC UNE SONDE LINÉAIRE MULTI-ÉLÉMENT

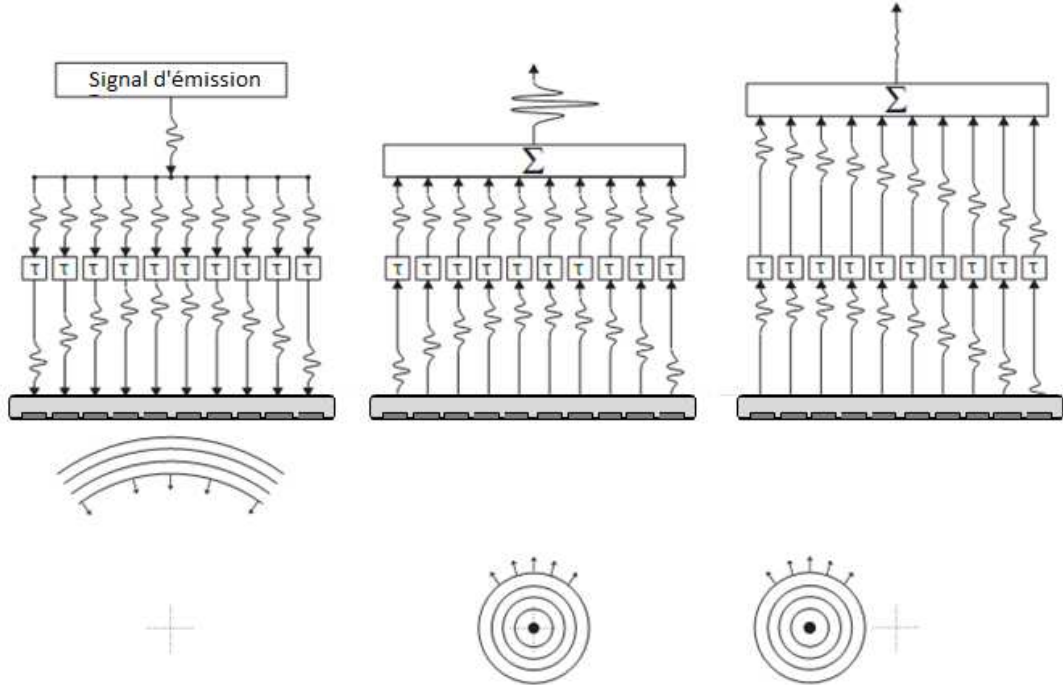


FIGURE 3.4 – Principe du delay-and-sum. Le front d'onde sphérique réfléchi/rétrodiffusé du point focal en réception, situé dans l'axe d'émission, est amplifié (interférences constructives et donc sommation cohérente) et celui provenant de zone périphérique est diminué (interférences destructives).

tion en un point Ω_f de coordonnées $(x_f; z_f)$ s'exprime par :

$$S_{BF}(\Omega_f) = \sum_{k \in A_R} a_k \times S_{RF_{x_f, k}} \left(2 \frac{z_f}{c} + \frac{x_k^2}{2cz_f} \right) \quad (3.10)$$

avec $z_f = \frac{ct}{2}$, a_k le coefficient d'apodisation (cf. section 3.1.3.4), $S_{RF_{x_f, k}}$ la ligne RF brute reçue par l'élément k de l'ouverture réceptrice A_R

3.1.3.3 Focalisation dynamique et ouverture adaptatrice

Focalisation dynamique En pratique, la formation de voie en réception des échographes n'est pas réalisée pour une seule focale comme en émission mais s'adapte à chaque profondeur de la ligne en changeant dynamiquement les lois de retards en réception à mesure que les échos ultrasonores provenant des différentes profondeurs arrivent sur les éléments de la barrette. On parle alors de focalisation dynamique en réception (Dynamic Receive Focusing -DRF en anglais), ou de focalisation continue si celle-ci est effectuée pour chaque profondeur échantillonnée.

L'énorme avantage de cette focalisation électronique est le gain en résolution latérale que l'on obtient en disposant d'une focale optimale à chaque profondeur. La figure 3.5 permet de mettre en évidence les bénéfices de la DRF sur la tâche focale d'émission-réception.

3.1. RECONSTRUCTION D'UNE IMAGE ÉCHOGRAPHIQUE AVEC UNE SONDE LINÉAIRE MULTI-ÉLÉMENT

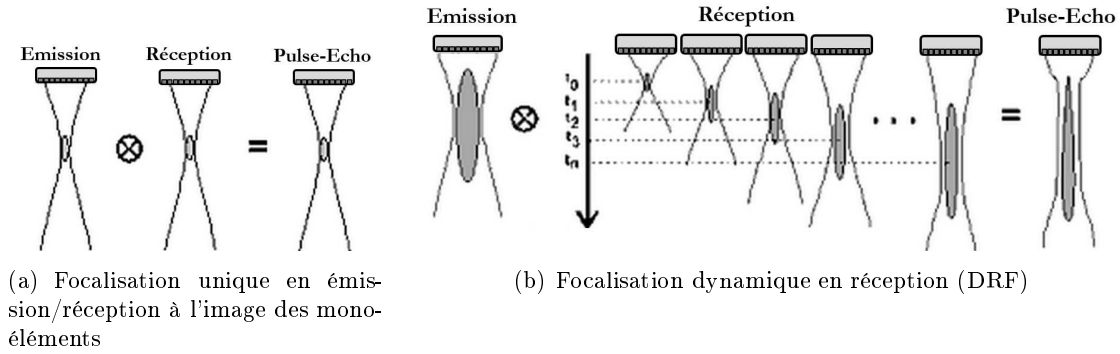


FIGURE 3.5 – Forme de la tâche focale en émission-réception (Pulse-écho) lors de l'emploi d'un focalisation simple (3.5(a)) et d'une focalisation dynamique en réception (3.5(b)).

Ouverture adaptatrice La largeur à mi-hauteur (FWHM) de la tâche focale en émission-réception est proportionnelle au rapport entre la profondeur de focalisation et la taille de l'ouverture réceptrice (A_R). Ce rapport, communément appelé *F-number* et souvent noté $F_{\#}$, s'exprime donc par :

$$F_{\#} = \frac{z_f}{A_R} \quad (3.11)$$

Afin de maintenir ce rapport constant pour les différentes profondeurs de la ligne échographique, le nombre d'élément en réception est augmenté comme suit :

$$N_{elem_R} = \left\lfloor \frac{z_f}{F-number \times pitch} \right\rfloor \quad (3.12)$$

Dans cette expression, on ne retient que la partie entière du rapport $\frac{z_f}{F-number \times pitch}$. L'évolution du nombre d'éléments mobilisés en réception pour un F-number donné est illustré dans le chapitre 5 par la figure 5.34(b).

Ce processus d'accroissement de l'ouverture réceptrice avec la profondeur de reconstruction est appelé *ouverture adaptatrice*. Il permet d'offrir aux B-scans une résolution latérale plus homogène.

3.1.3.4 L'apodisation

Les réseaux de transducteurs réalisent un échantillonnage du domaine spatial. Par conséquent, comme dans tout système discret, des effets d'aliasing peuvent apparaître, comme l'illustre la figure 3.6. Ils sont connus sous le nom de lobes secondaires et se situent de part et d'autre du lobe principal (axe de tir). La présence de réflecteurs dans le champ des lobes secondaires peut être la cause d'échos parasites qui vont interférer avec les échos issus du lobe principal.

La pression rayonnée en champ lointain et au point focal d'un réseau linéaire étant répartie, dans le plan transverse, selon la transformée de Fourier de l'ouverture, il est possible, de même que dans le domaine temporel, de réduire ces lobes de réseaux par l'application d'une fenêtre d'apodisation des éléments actifs.

3.1. RECONSTRUCTION D'UNE IMAGE ÉCHOGRAPHIQUE AVEC UNE SONDE LINÉAIRE MULTI-ÉLÉMENT

Cette apodisation est appliquée généralement uniquement sur les éléments de l'ouverture réceptrice (après numérisation du signal RF) mais peut l'être également sur l'ouverture émettrice, lorsque le système échographique le permet. La pondération des éléments en fonction de leur position dans l'ouverture se réalise alors en excitant les éléments de la barrette avec différents voltages.

Les fonctions d'apodisation utilisées sont les mêmes que dans le domaine temporel et produisent donc les mêmes effets. Il est par conséquent important de choisir la fonction d'apodisation qui offre un bon compromis entre réduction des lobes secondaire (augmentation du contraste) et élargissement du lobe principal (baisse de la résolution latérale). Les fonctions de Hann et d'Hamming sont couramment employées en pratique.

Cette dernière s'exprime, pour N_R éléments récepteurs et $k \in \llbracket -\frac{N_R}{2}; \frac{N_R}{2} \rrbracket$, par

$$a_k = 0.54 - 0.46 \cos \left(2\pi \frac{k + \frac{N_R}{2}}{N_R} \right) \quad (3.13)$$

Lorsque la formation de voie bénéficie d'une ouverture adaptatrice en réception, la fonction d'apodisation est généralement redéfinie pour chaque nouvelle taille d'ouverture. On parle alors d'apodisation dynamique en réception.

3.1.3.5 TGC

Supposons la propagation d'une onde plane d'amplitude initiale A_0 dans un milieu homogène quelconque. Sous l'effet de l'atténuation du milieu, l'amplitude de cette onde plane va décroître selon l'expression 3.14 suivante :

$$A(t) = A_0 e^{-\alpha c t} \quad (3.14)$$

où α est l'atténuation du milieu traversé, exprimée en Neper/m, et c est la célérité US dans le milieu, en m/s.

Pour compenser ce phénomène, de nombreux échographes ont recours à une compensation de cette décroissance au cours du temps (TGC pour Time Gain Compensation en anglais). Les échos reçus sont ainsi multipliés par un gain d'amplitude croissante avec la profondeur, dont l'expression est la suivante :

$$G_{TGC}(t) = e^{\alpha \frac{ct}{2}} \quad (3.15)$$

où $\frac{ct}{2}$ correspond à la distance aller/retour parcourue par l'écho reçu à l'instant t .

3.1.4 Critères de qualité de l'image échographique

La forme de la tache focale en émission-réception détermine localement la résolution d'un système d'imagerie échographique. Cette forme est déterminée, notamment sur le plan transverse, par le diagramme de rayonnement de la barrette US.

3.1.4.1 Diagramme de rayonnement d'une sonde linéaire

Sous l'effet des phénomènes de diffraction induits par les dimensions finies des transducteurs, le champ de pression latéral émis par une sonde ultrasonore (directivité) s'exprime

3.1. RECONSTRUCTION D'UNE IMAGE ÉCHOGRAPHIQUE AVEC UNE SONDE LINÉAIRE MULTI-ÉLÉMENT

en champ lointain comme la transformée de Fourier de l'ouverture émettrice [Szabo, 2003]. Lorsque le faisceau émis est focalisé, cette relation existe également autour du point focal ; on dit que la focalisation ramène les propriétés du champ lointain en champ proche.

Supposons une onde US monochromatique de longueur λ et considérons d'une part un élément de la sonde de largeur L et d'autre part un réseau de N_E sources ponctuelles émettrices, espacées d'un pas *pitch*.

L'ouverture de l'élément de la sonde peut être représentée par une fonction porte définie entre $\pm \frac{L}{2}$ le long de l'axe x . La transformée de Fourier d'une fonction porte est un sinus cardinal de fréquence spatiale $f_x = \frac{\sin(\theta)}{\lambda}$. Sa directivité angulaire s'exprime alors selon [Szabo, 2003] :

$$H_{element}(\theta) = L \frac{\sin\left(\pi \frac{L}{\lambda} \sin \theta\right)}{\pi \frac{L}{\lambda} \sin \theta} \quad (3.16)$$

De façon analogue, le réseau de sources ponctuelles peut être représenté comme le produit d'un peigne de Dirac de périodicité *pitch* avec une fonction porte de dimension $\pm \frac{(N_E-1)pitch}{2}$. La transformée de Fourier discrète d'une telle fonction s'exprime par [Szabo, 2003] :

$$H_{reseau}(\theta) = \frac{1}{N_E} \sum_{k=-\frac{N_E-1}{2}}^{\frac{N_E-1}{2}} 1 \cdot e^{-2\pi \frac{\sin(\theta)}{\lambda} k \times pitch} \quad (3.17)$$

Après transformation de cette expression pour mettre en évidence une suite géométrique de raison $e^{-2\pi \frac{\sin(\theta)}{\lambda} k \times pitch}$, on obtient pour le réseau de N_E sources ponctuelles, la directivité angulaire latérale suivante :

$$H_{reseau}(\theta) = \frac{\text{sinc}\left(\pi \frac{N_E pitch}{\lambda} \sin(\theta)\right)}{\text{sinc}\left(\pi \frac{pitch}{\lambda} \sin(\theta)\right)} \quad (3.18)$$

L'ouverture du réseau d'éléments peut se formaliser spatialement comme le produit de convolution entre un élément et un peigne de Dirac représentant le réseau de N_E sources ponctuelles. La directivité H_E de l'ouverture émettrice de la barrette s'exprime alors comme le produit des directivité de ces deux sources :

$$H_E(\theta) = H_{element}(\theta) \times H_{reseau}(\theta) \quad (3.19)$$

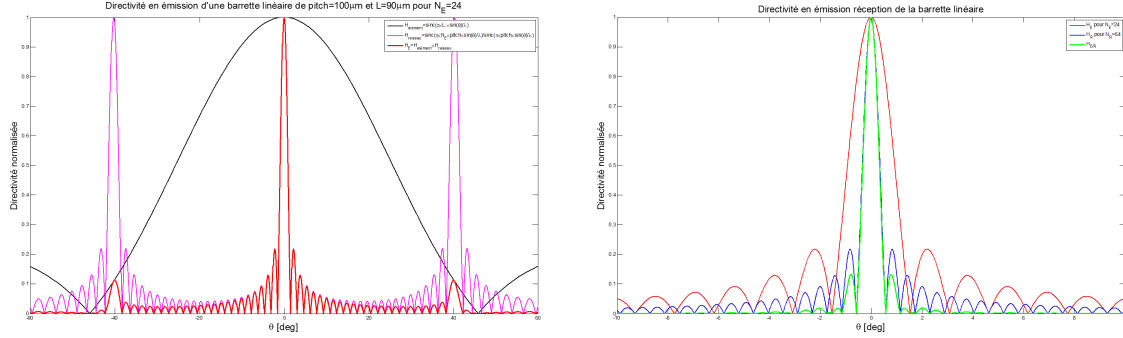
D'après le principe de réciprocité, la directivité de la barrette en réception $H_R(\theta)$ s'exprimera de la même façon, relativement au nombre N_R d'éléments récepteurs.

Le diagramme d'émission/réception duquel découle la résolution latérale (cf. section 3.1.5.2) s'exprime alors comme le produit de directivité d'émission et de réception.

3.1.4.2 Résolution spatiale

La résolution spatiale est mesurée le long de l'axe de propagation des ultrasons (résolution axiale), et dans le plan transverse d'imagerie (résolution latérale).

3.1. RECONSTRUCTION D'UNE IMAGE ÉCHOGRAPHIQUE AVEC UNE SONDE LINÉAIRE MULTI-ÉLÉMENT



(a) Directivité en émission (en rouge) produit de la directivité d'un élément (en noir) et du réseau de sources ponctuelles (en magenta)

(b) Directivité en émission/réception (en vert), produit de la directivité en émission (en rouge) et en réception (en bleu)

FIGURE 3.6 – Diagrammes de directivité en émission (a) et en émission réception (b) pour 24 éléments émetteur et 64 éléments récepteurs, $L=90 \mu m$, $\text{pitch}=100 \mu m$ et $f_c=20 \text{ MHz}$ (caractéristiques de la barrette LA20). Les fonctions de directivité sont exprimées en valeur absolue.

Résolution axiale La résolution axiale se réfère à la capacité du système d'imagerie à discerner deux objets proches dans l'axe de propagation du faisceau US. Elle ne dépend pas de la longueur axiale de la tâche focale, mais uniquement de la longueur du pulse US de la sonde. Elle correspond d'après le critère de Rayleigh à la longueur à mi-hauteur de l'enveloppe du pulse, dans le cas d'une ouverture rectangulaire, et s'exprime donc comme suit :

$$\Delta r_{-6dB} = \frac{cT_p}{2} \quad (3.20)$$

où T_p est la longueur temporelle du pulse. Ainsi pour un pulse monochromatique d'une seule période, $\Delta r_{-6dB} = \frac{\lambda}{2}$.

Résolution latérale La résolution latérale se réfère à la capacité du système d'imagerie à discerner deux objets proches dans l'axe transverse à la propagation du faisceau US. Elle est définie par la largeur à mi-hauteur du faisceau en pulse écho. Pour une ouverture D , elle s'exprime au niveau de la tâche focale par l'expression suivante :

$$\Delta l_{-6dB} = \lambda \frac{z_f}{D} = \lambda F_{\#} \quad (3.21)$$

3.1.4.3 Contraste

La résolution de contraste peut être définie comme la plus petite différence d'impédance acoustique que le système échographique est capable de restituer sur les B-scans. Un bon contraste est essentiel pour la différenciation tissulaire, tâche pour laquelle les ultrasons sont particulièrement appréciés en ophtalmologie. Les facteurs principaux influençant la résolution de contraste sont la résolution spatiale, la dynamique du système d'imagerie, et le niveau d'amplitude des lobes secondaires par rapport au lobe principal.

3.2. L'ECODERM : UN ÉCHOGRAPHE DE RECHERCHE POUR L'IMAGERIE US HAUTE FRÉQUENCE

3.1.4.4 PSF - Fonction d'étalement du point

La fonction d'étalement du point, appelée Point Spread Function (PSF) en anglais, est une fonction mathématique décrivant la réponse d'un système d'imagerie à une source ponctuelle. Idéalement cette réponse devrait correspondre à un point, mais elle en réalité étalée, et cet étalement correspond à la réponse spatiale impulsionnelle du système d'imagerie.

La PSF d'un système d'imagerie constitue donc un indicateur local de ses performances ; elle informe en effet sur la résolution spatiale par la mesure de son lobe principal à mi hauteur (Full Width Half Maximum en anglais - FWHM) et le contraste par le rapport entre l'amplitude du lobe principal et des lobes secondaires.

C'est pourquoi, sa mesure est couramment réalisée en échographie, souvent au moyen de fils en nylon ou en tungstène dont l'épaisseur doit être petite par rapport à la longueur d'onde qui sont utilisés.

Dans cette thèse, la résolution spatiale a été déterminée de cette façon.

3.2 L'ECODERM : un échographe de recherche pour l'imagerie US haute fréquence

3.2.1 Présentation générale de l'échographe



FIGURE 3.7 – Photographie du prototype ECODERM.

L'échographe utilisé au cours de ce travail de thèse a été développé au sein du laboratoire "Imagerie et Ultrasons" de l'unité Inserm 930, pour les besoins du projet ECODERM. La finalité du projet ECODERM était la réalisation d'un système d'imagerie multi-voies temps réel pour l'exploration du tissu cutané à haute fréquence (jusqu'à 40

3.2. L'ECODERM : UN ÉCHOGRAPHE DE RECHERCHE POUR L'IMAGERIE US HAUTE FRÉQUENCE

MHz [Bantignies *et al.*, 2011]). Actuellement, le projet EXPLAURE, en cours au sein du laboratoire, s'inscrit dans la continuité du projet ECODERM et vise cette fois la réalisation d'une plateforme d'imagerie HF comprenant 256 voies et permettant des émissions bipolaires.

Le projet ECODERM a débuté par la réalisation d'un premier appareil à caractère expérimental, disposant d'un mode d'imagerie "temps réel" (FPS=1Hz) avec une formation de faisceau et de voies embarquée (B-scans natifs), et d'un mode recherche, permettant la réalisation de séquences de tir variées et l'acquisition des lignes RF brutes (formation de voies "hors ligne" sous Matlab). C'est sur la base de ce prototype qu'a ensuite été réalisé l'appareil ECODERM phase II, doté d'un module de beamforming embarqué (FPGA) offrant une cadence d'imagerie de 40Hz et habilité à l'usage clinique.

Seul le prototype ECODERM (Fig. 3.7) a été utilisé dans les expérimentations présentées dans ce manuscrit car la version phase II n'offre qu'un nombre limité de formes d'émission et surtout ne permet pas le recueil des données RF brutes.

Le prototype ECODERM est constitué d'un module analogique d'émission/réception piloté par un microcontrôleur relié à une carte d'acquisition Acquis dévouée à la numérisation et à la synchronisation des voies (voir Fig. 3.8).

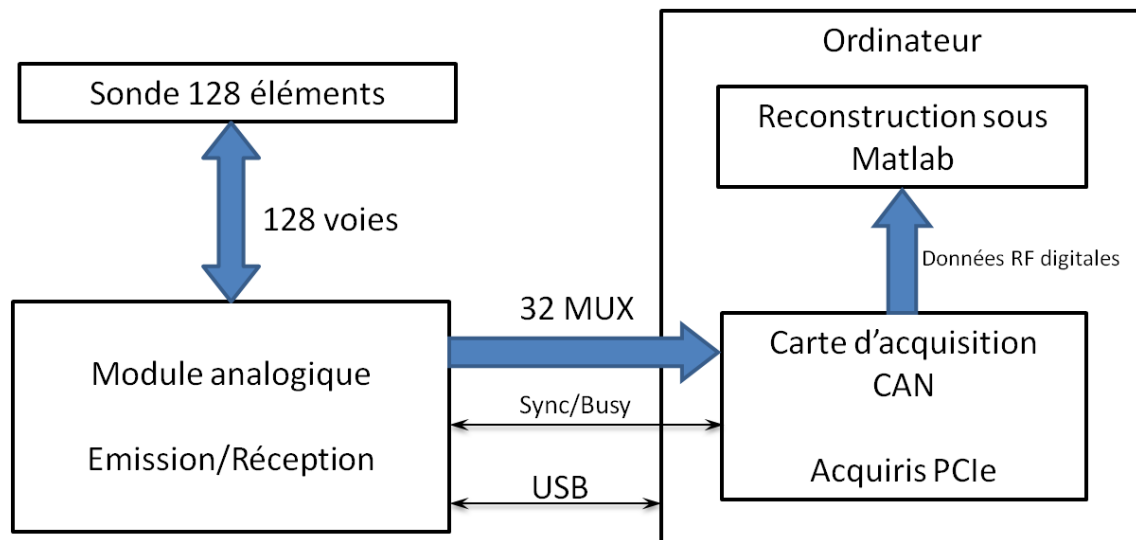
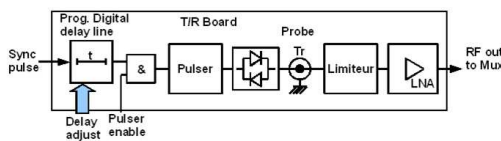
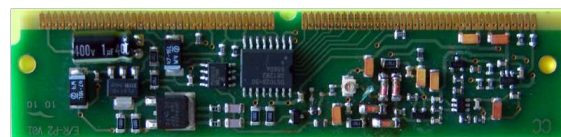


FIGURE 3.8 – Architecture de l'échographe ECODERM.

3.2.1.1 Électronique



(a) Schéma électrique

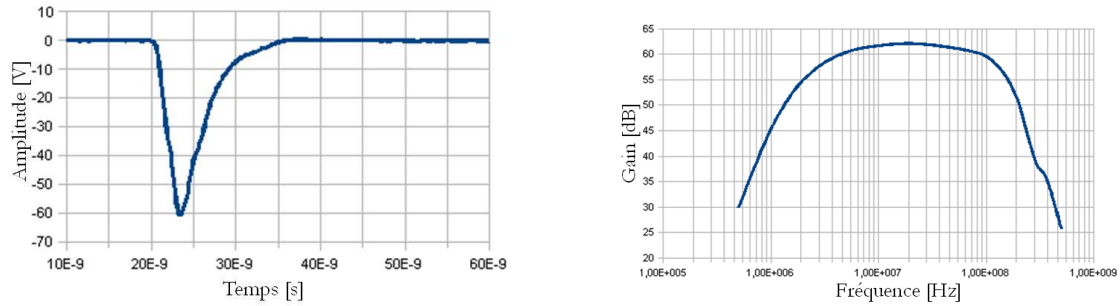


(b) Photo de la carte.

FIGURE 3.9 – Carte d'émission/réception comprenant le gain de réception

3.2. L'ECODERM : UN ÉCHOGRAPHE DE RECHERCHE POUR L'IMAGERIE US HAUTE FRÉQUENCE

Le module analogique comporte 128 cartes d'émission/réception indépendantes (Fig. 3.9) permettant le choix des éléments actifs en émission, l'application d'un délai de focalisation propre à chacun, et la réception des signaux RFs sur l'intégralité des 128 voies. Les délais de focalisation à l'émission s'étendent sur une plage de 0 à 125.5 ns avec une précision de 500 pico secondes, soit 256 valeurs applicables. Le signal d'émission est une impulsion unipolaire d'une durée de 10 ns dont la tension est ajustable entre -25 et -160 V. Sa bande passante est de 80 MHz à -6 dB lorsque la haute tension est réglée à -100 V (voir Fig. 3.10(a)). Les 128 voies disposent chacune d'un pré-amplificateur en réception (LNA pour low Noise Amplifier) dont le gain est réglable entre 0 et 35 dB par pas de 0.75 dB. Lorsque le gain est réglé à 20 dB, la bande passante en réception est de 120 MHz à -3 dB (voir Fig. 3.10(b)).



(a) Forme de l'émission unipolaire à -60 V. Son amplitude est ajustable de -25 à -160 V.

(b) Bande passante en réception pour un gain de 20 dB. Le gain est ajustable entre 0 et 35 dB par pas de 0.75 dB.

FIGURE 3.10 – Caractéristiques de la carte d'émission/réception

La carte d'acquisition permet la numérisation de l'ensemble des 128 voies, à une fréquence d'échantillonnage réglable entre 10 et 400 MHz et sur une profondeur de 12 bits.

L'appareil est connecté à la sonde échographique LA20 (cf. description section 3.2.2.1) au moyen d'un câble coaxial 128 voies.

3.2.1.2 Sonde LA20

La sonde utilisée pour dans les expérimentations de ce travail de thèse est un prototype développé par la société Vermon (réf. LA20/128-1109), sous la dénomination LA20 (Linear Array - 20 MHz) [Bantignies *et al.*, 2011]. Il s'agit d'une sonde linéaire constituée de 128 éléments, de fréquence centrale théorique 20 MHz.

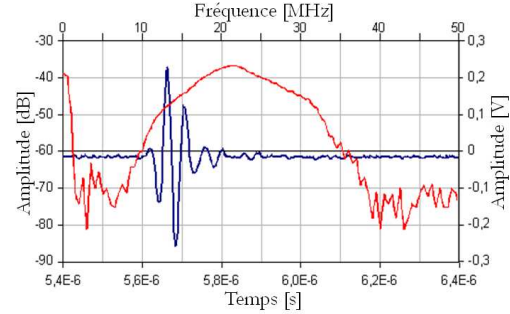
Ses éléments mesurent 3 mm en élévation (H) et 90 μm de largeur (L) et sont disposés linéairement selon un pitch de 100 μm . La sonde LA20 bénéficie d'une lentille de focalisation selon son plan azimutal (en élévation) focalisant à 14 mm dans l'eau dans des conditions normales de températures et de pression (CNTP).

La fréquence centrale moyenne de l'ensemble de ses éléments a été mesurée à 21.5 MHz, pour une bande passante relative de 70%, répartie de 13.5 et 28.5 MHz. L'ouverture angulaire moyenne de chacun de ses éléments est de 30.7° à -6 dB et 61.3° à -20 dB.

3.2. L'ECODERM: UN ÉCHOGRAPHE DE RECHERCHE POUR L'IMAGERIE US HAUTE FRÉQUENCE



(a) Photo de la sonde LA20.



(b) Réponse impulsionnelle.

FIGURE 3.11 – Sonde linéaire haute fréquence 128 éléments LA20.

3.2.1.3 Reconstruction native du prototype ECODERM

Le prototype ECODERM est doté d'un mode de reconstruction embarqué qui permet l'affichage en mode-B à une cadence de 1 Hz. Les B-scans natifs de l'ECODERM résultent du balayage linéaire d'une ouverture émettrice comprenant 7 éléments tirant simultanément (émission en onde plane). Au total 122 tirs sont réalisés (Eq. 3.2) et donnent lieu à 244 lignes car pour chaque tir effectué, deux lignes sont reconstruites, l'une impaire et l'autre paire. Il s'agit ici d'une particularité propre à l'appareil.

Une focalisation dynamique est appliquée en réception lors de la reconstruction des lignes impaires et paires, pour une ouverture réceptrice fixe de respectivement 31 et 32 éléments. Le centre géométrique de l'ouverture impaire est identique à celui du tir émis et celui de l'ouverture paire est décalé d'un demi pitch dans le sens des x .

3.2.2 Reconstruction conventionnelle à partir des données RF

3.2.2.1 Acquisition des données RF en mode recherche

Nous l'avons évoqué, le prototype ECODERM dispose de deux modes de fonctionnement, l'un pour l'affichage de l'image en mode-B reconstruite par l'appareil et l'autre pour la réalisation d'une suite de séquences de tir préalablement définie dans un fichier que l'on charge en mode recherche. Une séquence de tir comprend la gestion de la forme d'émission et des voies réceptrices.

Ce mode recherche s'active au démarrage de l'interface homme-machine (IHM) de l'ECODERM, en sélectionnant le bouton "séquencement" (voir Fig. 3.12).

Le fichier contenant les instructions pour chaque séquence de tir (numéros des éléments émetteurs actifs, retards d'émission associés et numéro des élément récepteurs actifs) porte l'extension '.seq'. Pour être interprété par l'appareil, les instructions du fichier '.seq' doivent être structurées de la façon exprimée par le code Matlab suivant :

```
N_seq=Sonde.Nb_elem_sonde-Nb_elem_E+1;  
Nb_elem_R=128;
```

3.2. L'ECODERM : UN ÉCHOGRAPHE DE RECHERCHE POUR L'IMAGERIE US HAUTE FRÉQUENCE

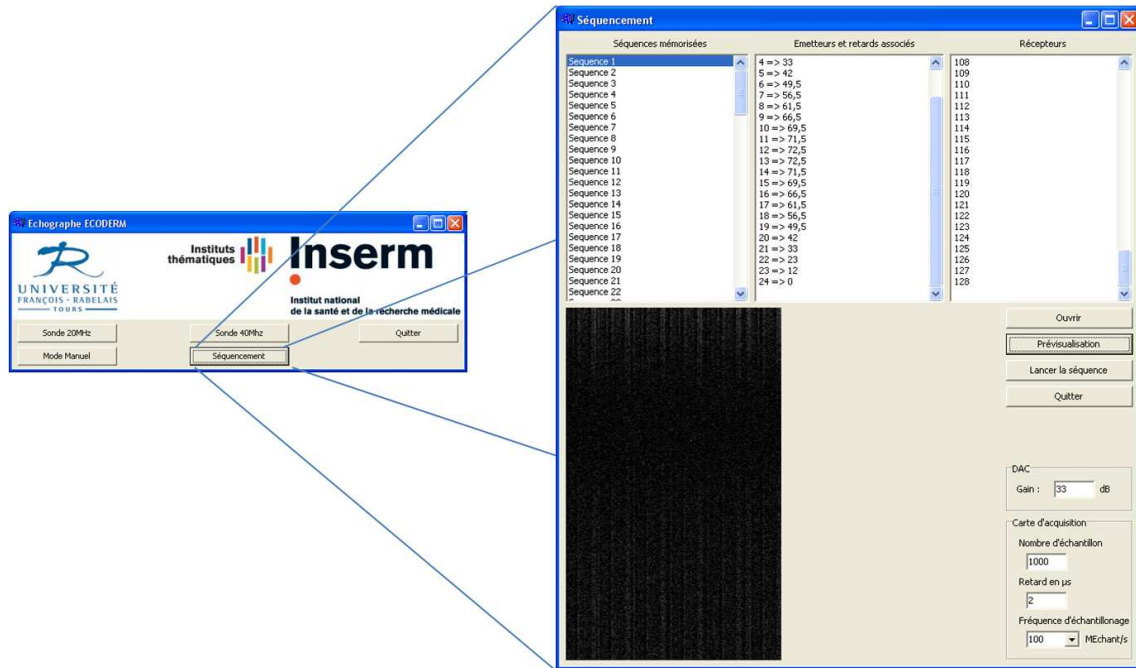


FIGURE 3.12 – Paramétrage d'une suite de séquences de tir en mode recherche. Le fichier '.seq' contenant les instructions d'émission/réception de l'ensemble des séquences du balayage électronique est chargé.

```
fprintf(fid, 'Nombre de séquence :\r\n');
fprintf(fid, '%d\r\n', Nb_seq);
for seq=1:Nb_seq
    fprintf(fid, 'Séquence %d :\r\n', seq);
    fprintf(fid, 'Nombre d''émetteurs :\r\n');
    fprintf(fid, '%d\r\n', Nb_elem_E);
    for elem_E=1:Nb_elem_E
        fprintf(fid, 'Émetteur %d :\r\n', elem_E);
        fprintf(fid, '%d\r\n', elem_E+seq-1);
        fprintf(fid, 'Retard pour %d :\r\n', elem_E);
        fprintf(fid, '%f\r\n', delay_elem_num(elem_E,seq));
    end
    fprintf(fid, 'Nombre de récepteurs :\r\n');
    fprintf(fid, '%d\r\n', Nb_elem_R);
    for elem_R=1:Nb_elem_R
        fprintf(fid, 'Récepteur %d :\r\n', elem_R);
        fprintf(fid, '%d\r\n', elem_R);
    end
end
end
fclose(fid);
```

Dans ce code définissant un balayage linéaire, ' Nb_{seq} ' est le nombre de séquences et correspond au nombre de tirs effectués. Pour chacun, le numéro des éléments émetteurs est défini par $elem_E + seq - 1$ où seq est le numéro de la séquence, et $elem_E$ le numéro de l'élément

3.2. L'ECODERM : UN ÉCHOGRAPHE DE RECHERCHE POUR L'IMAGERIE US HAUTE FRÉQUENCE

de l'ouverture émettrice qui comprend Nb_{elem_E} éléments. Le retard attribué à chaque élément émetteur est défini par la fonction ' $delay_{elem_{num}}$ ' et peut dépendre de la séquence considérée si l'on souhaite faire varier les retards appliqués en fonction du tir. C'est le cas des émissions adaptées utilisées dans le chapitre 5 et 6 et dont le fonctionnement est décrit dans le chapitre 4. Dans le cadre de l'imagerie conventionnelle, ce délai est identique pour l'ensemble des séquences. Le recueil des signaux RFs est réalisé, pour chaque, tir sur les 128 voies de l'appareil ($Nb_{elem_R} = 128$).

Le choix du gain en réception G_R , du délai d'acquisition τ_{RF} , de la fréquence d'échantillonnage f_e et du nombre d'échantillons acquis N_{pts} se fait par le biais de l'IHM. Le nombre maximum d'échantillons que l'on peut acquérir est de 32000.

Le lancement des séquences de tir conduit alors à la création d'un fichier, d'extension '.rf', pour chaque tir effectué. Chacun de ces fichiers contient la matrice $S_{RF_{x_f, N_R}}(t)$ des signaux RFs, recueillis sur les 128 voies de l'échographe, à l'issue du tir de centre x_f . Le processus de reconstruction d'image est ensuite réalisé "hors ligne" sous Matlab, depuis l'ensemble des matrices $S_{RF_{x_f, N_R}}(t)$.

3.2.2.2 Reconstruction "hors ligne" sous Matlab

Calcul de la zone image Les lignes que l'on peut reconstruire à partir des données RFs acquises sont chacune centrées sur l'ouverture émettrice. La première et la dernière ligne ont donc dans le repère ayant pour centre le milieu de la barrette US (Fig. 3.2(a)) les abscisses x_{deb} et x_{fin} suivantes :

$$x_{deb} = \frac{N_E - N}{2}pitch \text{ et } x_{fin} = \frac{N - N_E}{2}pitch \quad (3.22)$$

Chaque ligne débute à une profondeur fixée par τ_{RF} selon :

$$z_{deb} = c \frac{\tau_{RF}}{2} \quad (3.23)$$

La distance maximale d'une ligne reconstruite est ensuite donnée par :

$$z_{fin} = z_{deb} + (N_{pts} - 1)dz \quad (3.24)$$

où $dz = \frac{c}{2f_e}$ est la distance entre deux profondeurs échantillonnées consécutives.

La zone image dans laquelle il est possible de reconstruire les signaux selon l'expression 4.47 s'inscrit donc dans le rectangle défini par la diagonale comprise entre les points $(x_{deb}; z_{deb})$ et $(x_{fin}; z_{fin})$.

La reconstruction DAS exprimée par Eq. 4.47 sera alors appliquée à l'ensemble des points Ω_f d'abscisses $x_f \in [x_{deb}; x_{fin}]$ et d'ordonnées $z_f \in [z_{deb}; z_{fin}]$ (focalisation dynamique continue) pour une ouverture adaptatrice en réception définie suivant Eq. 3.12 pour un F-number donné.

3.2.2.3 Traitement appliqué aux lignes reconstruites pour l'affichage en mode-B

Filtrage Les lignes RFs sont filtrées avant la reconstruction à l'aide d'un filtre passe-bande de Butterworth d'ordre 3.

3.2. L'ECODERM : UN ÉCHOGRAPHE DE RECHERCHE POUR L'IMAGERIE US HAUTE FRÉQUENCE

Interpolation Les lignes reconstruites sont interpolées latéralement par une fonction 'spline', de façon à ce que la distance séparant deux pixels latéraux soit égale à celle existant entre deux points axiaux. L'indice d'échantillonnage ID s'exprime donc par :

$$ID = \frac{dx}{dz} = \frac{2f_e pitch}{c} \quad (3.25)$$

où f_e est la fréquence d'échantillonnage des signaux RFs.

Enveloppe Ensuite, l'enveloppe de l'image interpolée S_{env} est obtenue à l'aide de la transformée de Hilbert.

Compression logarithmique Enfin, la compression logarithmique est réalisée, pour une dynamique d'affichage DR donnée, selon l'expression 3.26 suivante :

$$S_{log} = 20 \log_{10} \left(\frac{S_{env} - \min(S_{env})}{\max(S_{env}) - \min(S_{env})} (G_S - 1) + 1 \right) \quad (3.26)$$

où G_S est relié à la dynamique d'affichage par : $G_s = 10^{\frac{DR}{20}}$.

3.2.3 Possibilités et limitations du prototype ECODERM

S'il est possible d'appliquer la formation de voies de son choix à partir des signaux RFs numérisés par l'ECODERM, les possibilités de formation de faisceau en émission sont en revanche plus limitées. D'une part, il n'est pas possible d'appliquer une apodisation en émission, du fait de l'absence de contrôle indépendant de la tension des émetteurs. D'autre part et c'est la limitation qui nous concerne principalement, le retard maximal applicable en émission est relativement faible ($\tau_{max} = 125.5$ ns), ce qui limite et conditionne les possibilités en terme de déflexion maximale du faisceau et de profondeur minimale de focalisation. Ces limitations sont illustrées figure 3.13.

Dans ces illustrations, l'angle de déflexion maximal sans focalisation, l'angle de déflexion maximal avec focalisation à la profondeur z_f , et la profondeur de focalisation minimale que l'on peut appliquer pour un nombre d'éléments N_E peuvent être exprimés par les expressions suivantes :

$$\theta_d = \arcsin \left(\frac{c_{oeil} \tau_{max}}{(N_E - 1) pitch} \right) \quad (3.27)$$

$$\theta_{d+f} = \arcsin \left(\frac{c_{oeil} \tau_{max}}{(N_E - 1) pitch} - \frac{(N_E - 1) pitch}{8z_f} \right) \quad (3.28)$$

$$z_{fmin} = \frac{((N_E - 1) pitch)^2}{8c_{oeil} \tau_{max}} \quad (3.29)$$

La célérité c_{oeil} utilisée est de 1555 m/s.

3.2. L'ECODERM : UN ÉCHOGRAPHE DE RECHERCHE POUR L'IMAGERIE US HAUTE FRÉQUENCE

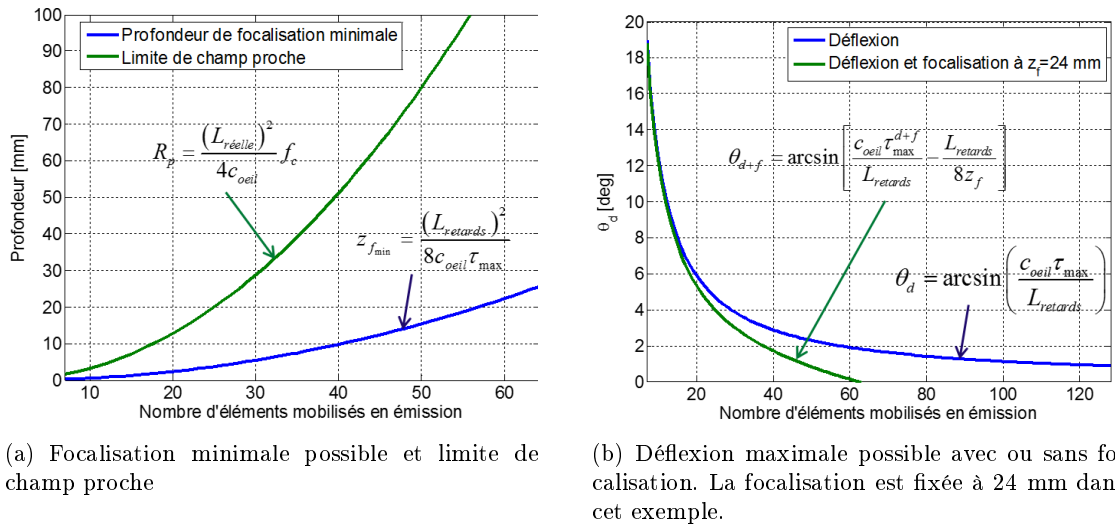


FIGURE 3.13 – Limites de déflexion et de focalisation du faisceau en fonction du nombre d'éléments émetteurs. Les largeurs des ouvertures émettrices physiques L_{reel} (largeur de A_E bord à bord) et de retard $L_{retards}$ (largeur de A_E entre les centres de ses éléments extrêmes) sont définies respectivement, pour N_E éléments par : $L_{reel} = N_E pitch - Kerf$ et $L_{retards} = (N_E - 1)pitch$.

3.2. L'ECODERM : UN ÉCHOGRAPHE DE RECHERCHE POUR L'IMAGERIE US HAUTE FRÉQUENCE

Une méthode de reconstruction adaptée pour l'imagerie oculaire transcornéenne - Corrections des aberrations de phase générées par le cristallin

Sommaire

4.1	Principe de Fermat et lancer de rayon pour la détermination du temps de vol entre deux points arbitraires $(A; B)$ interceptant potentiellement le cristallin	116
4.1.1	Introduction au lancer de rayon et principe général de la méthode	116
4.1.1.1	Représentation géométrique du cristallin	117
4.1.2	Fondements géométriques et mathématiques du lancer de rayon de type bending	119
4.1.2.1	Détermination du point $M'(x)$ lorsque $I_{[AB] \cap \zeta_L} = 2$. .	122
4.1.3	Méthode de Newton-Raphson pour l'application du principe de Fermat	124
4.1.3.1	Expression analytique de la dérivée première de TOF_{AB}	126
4.1.3.2	Expression analytique de la dérivée seconde de TOF_{AB}	128
4.1.3.3	Conditionnement pour garantir la convergence	130
4.1.3.4	Réinitialisation et calcul des bornes de l'intervalle de recherche $[x_{inf}; x_{sup}]$	132
4.2	Implémentation de la technique de lancer de rayon pour la correction des aberrations cristalliniennes dans la reconstruction d'image à l'aide d'une sonde linéaire multi-éléments . . .	134
4.2.1	Détection du contour du cristallin	134
4.2.2	Émission focalisée adaptée	136
4.2.3	Focalisation adaptée en réception	137
4.2.3.1	Optimisation de l'initialisation x_0	140
4.3	Extension de la technique développée à la prise en compte de l'inhomogénéité de la célérité US dans le cristallin	142
4.3.1	Principe : Un cristallin équivalent pour chaque chemin envisagé .	142
4.3.2	Définition de la carte de célérité 2D du cristallin hétérogène . . .	143
4.3.2.1	Définition d'un profil asymétrique de célérité US dans l'axe antéro-postérieur $c_L(x_L; z)$	143
4.3.2.2	Détermination du profil transverse de célérité $c_L(x; z_L)$	145
4.3.2.3	Obtention de la carte de célérité 2D à partir des profils axial et transversal	146

4.1. PRINCIPE DE FERMAT ET LANCER DE RAYON POUR LA DÉTERMINATION DU TEMPS DE VOL ENTRE DEUX POINTS ARBITRAIRES ($A; B$) INTERCEPTANT POTENTIELLEMENT LE CRISTALLIN

La technique de correction des aberrations de phases induites par le cristallin pour l'imagerie US de l'œil entier que nous décrivons dans ce chapitre est "non-aveugle". En effet, la connaissance du contour du cristallin et de sa position relative à la sonde US est requise pour ensuite employer la technique de lancer de rayon qui va nous permettre de déterminer les délais appropriés pour la focalisation en émission et en réception. Le choix d'une technique de lancer de rayon a été dicté par le besoin de prendre en compte l'importante réfraction des faisceaux US lors de la traversée du cristallin, en particulier en périphérie.

Le principe et le fonctionnement de la technique de lancer de rayon développée sont détaillés dans la première partie de ce chapitre, conformément à l'hypothèse d'un cristallin homogène de forme ellipsoïdale et non dispersif pour les ondes longitudinales. L'implémentation de cette technique pour la reconstruction d'images en mode-B exemptes d'aberrations cristalliniennes est ensuite décrite dans le cadre d'une utilisation avec une sonde linéaire US multi-éléments. Enfin, nous verrons comment cette technique peut s'étendre à la prise en compte d'un cristallin où la célérité US n'est plus uniforme mais répartie suivant un gradient décroissant depuis le centre vers la périphérie.

4.1 Principe de Fermat et lancer de rayon pour la détermination du temps de vol entre deux points arbitraires ($A; B$) interceptant potentiellement le cristallin

4.1.1 Introduction au lancer de rayon et principe général de la méthode

En physique, le lancer de rayon, ray tracing en anglais, est une méthode permettant de déterminer le chemin emprunté par des ondes ou des particules dans un milieu où leur vitesse de propagation n'est pas uniforme [Glasser, 1989]. Cette technique reproduit les phénomènes physiques que sont la réflexion et la réfraction. Le lancer de rayon est ainsi très utilisé en sismologie et en optique, permettant la construction rapide et précise des ondes réfractées au sein d'un milieu inhomogène. Dans le domaine des ultrasons, la technique de lancer de rayon est principalement employée dans le contrôle non destructif et se limite en imagerie médicale essentiellement à la tomographie *e.g.* ultrasound computed tomography (UCT) de la poitrine pour diagnostiquer la cancer du sein [Li *et al.*, 2009] (l'UCT du sein n'est pas encore utilisé en routine clinique).

Il existe cependant des exemples d'utilisation de techniques de lancer de rayon en échographie oculaire, élaborées essentiellement à des fins prédictives, pour étudier par exemple la répartition de l'intensité de faisceaux US traversant les tissus oculaires [Chivers *et al.*, 1984], ou encore pour évaluer la distorsion des images US pour différents scans de l'œil [Sokollu, 1968], [Buschmann *et al.*, 1971], comme nous avons pu le voir dans le chapitre 2. Récemment, Falhar et Rehak ont également utilisé le lancer de rayon pour comparer l'approche par voie contact et par immersion dans la mesure de la longueur axiale de l'œil en mode-A [Falhar et Rehak, 2010]. Dans chacune de ces méthodes, le milieu oculaire est modélisé comme un ensemble de régions où la célérité US est constante. Au minimum deux régions différentes sont considérées, *i.e.* le cristallin et les autres tissus oculaires confondus [Sokollu, 1968], avec pour les modèles les plus développés, l'ajout de la cornée [Joel K. Shugar, Eugene de Juan J et parfois la sclère [Chivers *et al.*, 1984], [Buschmann *et al.*, 1971]. Dans ces travaux, un

4.1. PRINCIPE DE FERMAT ET LANCER DE RAYON POUR LA DÉTERMINATION DU TEMPS DE VOL ENTRE DEUX POINTS ARBITRAIRES (A ; B) INTERCEPTANT POTENTIELLEMENT LE CRISTALLIN

ensemble de rayons définis par une position et une direction (angle) initiale est ensuite propagé en respectant les lois de Snell-Descartes aux interfaces délimitant les différentes régions considérées.

Les applications du lancer de rayon en échographie oculaire ont donc jusqu'à présent eu comme particularité d'utiliser des techniques où seul le point de départ des rayons était fixé. Cependant, les besoins de la reconstruction d'image US requièrent la connaissance du chemin emprunté par des rayons liant le point focal Ω_f aux éléments actifs de la barrette US, afin de pouvoir ensuite appliquer les délais de focalisation compensant les aberrations de phases. Ainsi, pour chaque lancer de rayon, deux points doivent être fixés l'un à l'origine et l'autre à l'arrivée : (1) le point focal Ω_f et (2) le centre géométrique d'un élément actif de l'émission ou de la réception. Ce problème, dénommé two-point ray tracing ou two-end point ray tracing dans la littérature, peut être résolu soit par une méthode dite de "shooting" [Engdahl, 1973], soit par "bending" [Wesson, 1971]. Ces deux méthodes sont itératives et assurent la convergence vers le chemin réfracté entre deux points donnés. Dans la méthode de "shooting", un rayon se propage depuis un point de départ choisi avec une direction initiale donnée qui va ensuite être itérativement modifiée jusqu'à ce que le rayon émerge au point d'arrivée souhaité. Dans la méthode "bending", un chemin initial connecté aux points de départ et d'arrivée est modifié jusqu'à ce qu'il satisfasse le principe de stationnarité, *i.e.* la durée du parcours final est stationnaire. Nous avons choisi d'appliquer la méthode "bending" en 2D pour la correction des aberrations de phase induite par le cristallin car elle est reconnue pour être sensiblement plus rapide, nécessitant un nombre d'itération jusqu'à 10 fois plus faible pour une précision égale, et adaptée aux milieux présentant des discontinuités dans le champ de célérité [Julian et Gubbins, 1977].

Précisons qu'en dépit du terme "bending" qui signifie pliage, la méthode de lancer de rayon que nous avons développée pour reconstruire des B-scans oculaires exempts d'aberrations de phase cristalliniennes n'emploie qu'une succession de rayons rectilignes pour chaque chemin considéré, car la célérité US dans le cristallin et le milieu intra-oculaire environnant est considérée comme uniforme. Ainsi, le chemin emprunté sera rectiligne au sein de chacun de ces deux milieux ; les "plisages" auront lieu exclusivement aux interfaces, dans le respect de la loi de Snell-Descartes pour la réfraction.

4.1.1.1 Représentation géométrique du cristallin

Le "two-end point bending ray tracing" que nous avons développé pour la détermination du temps de vol acoustique existant entre deux points arbitraires A et B interceptant potentiellement le cristallin repose sur une expression analytique des chemins réfractés et par conséquent du contour du cristallin.

Le cristallin humain est généralement décrit comme composé de deux surfaces asphériques, bien que les premiers modèles le représentent par deux surfaces sphériques dans un repère cartésien. Des fonctions complexes définies en coordonnées polaires ont récemment été proposées pour représenter le profil du cristallin à l'aide d'une seule courbe. Ainsi Kasprzak utilise la fonction cosinus hyperbolique ([Kasprzak, 2000]), et Urs une série de Fourier à l'ordre 10 ne conservant que les termes pairs (cosinus) ([Urs *et al.*, 2010]). Ces fonctions nécessitent un nombre important de paramètres (inclinaison, position de différentes portions du contour) mais sont suffisamment généralisées pour approximer précisément la plupart des formes que peut emprunter le cristallin au cours de l'accommodation ou de son vieillissement.

4.1. PRINCIPE DE FERMAT ET LANCER DE RAYON POUR LA DÉTERMINATION DU TEMPS DE VOL ENTRE DEUX POINTS ARBITRAIRES (A; B) INTERCEPTANT POTENTIELLEMENT LE CRISTALLIN

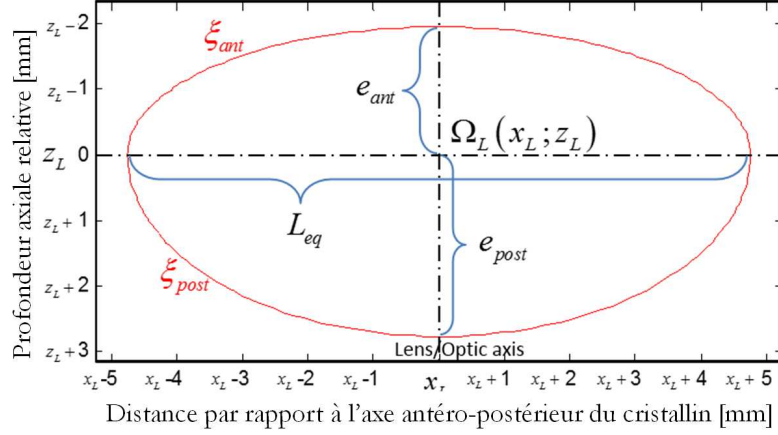


FIGURE 4.1 – Contour du cristallin, ici dans une forme non accommodée, représenté par deux arcs d'ellipse (ξ_{ant} pour le segment antérieur et ξ_{post} pour le segment postérieur), partageant un demi-grand axe commun $\frac{L_{eq}}{2}$ et dotées de deux demi-petit axe (e_{ant} et e_{post}) centrés en Ω_L .

Ces représentations plus complexes sont apparues essentiellement pour répondre aux besoins d'une représentation plus précise de la portion équatoriale du contour cristallin dans les études par éléments finis du mécanisme d'accommodation ou encore pour d'autres applications spécifiques comme la modélisation analytique du cristallin en optique [Hermans *et al.*, 2009]. Étant donné que l'emploi de pareilles représentations augmenterait drastiquement la complexité et le temps de calcul de notre méthode de lancer de rayon semi-analytique, et que la précision qu'elles apportent n'est pas nécessaire dans le cas présent, nous avons choisi d'approximer le contour du cristallin par deux fonctions coniques simples (voir Fig. 4.1), l'une pour le segment antérieur et l'autre pour le segment postérieur. Ces deux fonctions coniques sont définies en coordonnées cartésiennes et représentent chacune un arc d'ellipse (Eq. 4.1) car la représentation ellipsoïdale est reconnue pour approcher avec fidélité la forme *in vivo* du cristallin pour de nombreux états accommodatifs [Reilly et Ravi, 2010]. De plus, cette représentation présente l'avantage notable d'assurer la continuité du contour à l'équateur ce qui est une caractéristique importante dans le bon fonctionnement du lancer de rayon développé. Le contour du cristallin ζ_L ainsi défini est doté d'un centre $\Omega_L(x_L; z_L)$, d'un grand axe commun aux deux arcs L_{eq} dans l'axe équatorial et de deux demi-petit axes e_{ant} et e_{post} , respectivement propres aux segments antérieur et postérieur. Toutes les coordonnées sont exprimées dans le repère Cartésien orthonormé ayant pour origine le centre de la sonde US et comme vecteur directeur en z l'axe antéro-postérieur du cristallin et en x son perpendiculaire orienté dans le sens positif.

$$\xi_{arc}(x) = z_L + \text{sign}(arc) \cdot e_{arc} \sqrt{1 - \left(\frac{x - x_L}{e_{eq}} \right)^2} \quad \text{avec} \quad \text{sign}(arc) = \begin{cases} -1 & \text{si } arc = ant \\ 1 & \text{si } arc = post \end{cases} \quad (4.1)$$

où $e_{eq} = \frac{L_{eq}}{2}$ est le demi-grand axe de l'ellipsoïde, x_L et z_L sont respectivement l'abscisse et l'ordonnée de son centre géométrique.

4.1. PRINCIPE DE FERMAT ET LANCER DE RAYON POUR LA DÉTERMINATION DU TEMPS DE VOL ENTRE DEUX POINTS ARBITRAIRES (A; B) INTERCEPTANT POTENTIELLEMENT LE CRISTALLIN

4.1.2 Fondements géométriques et mathématiques du lancer de rayon de type bending

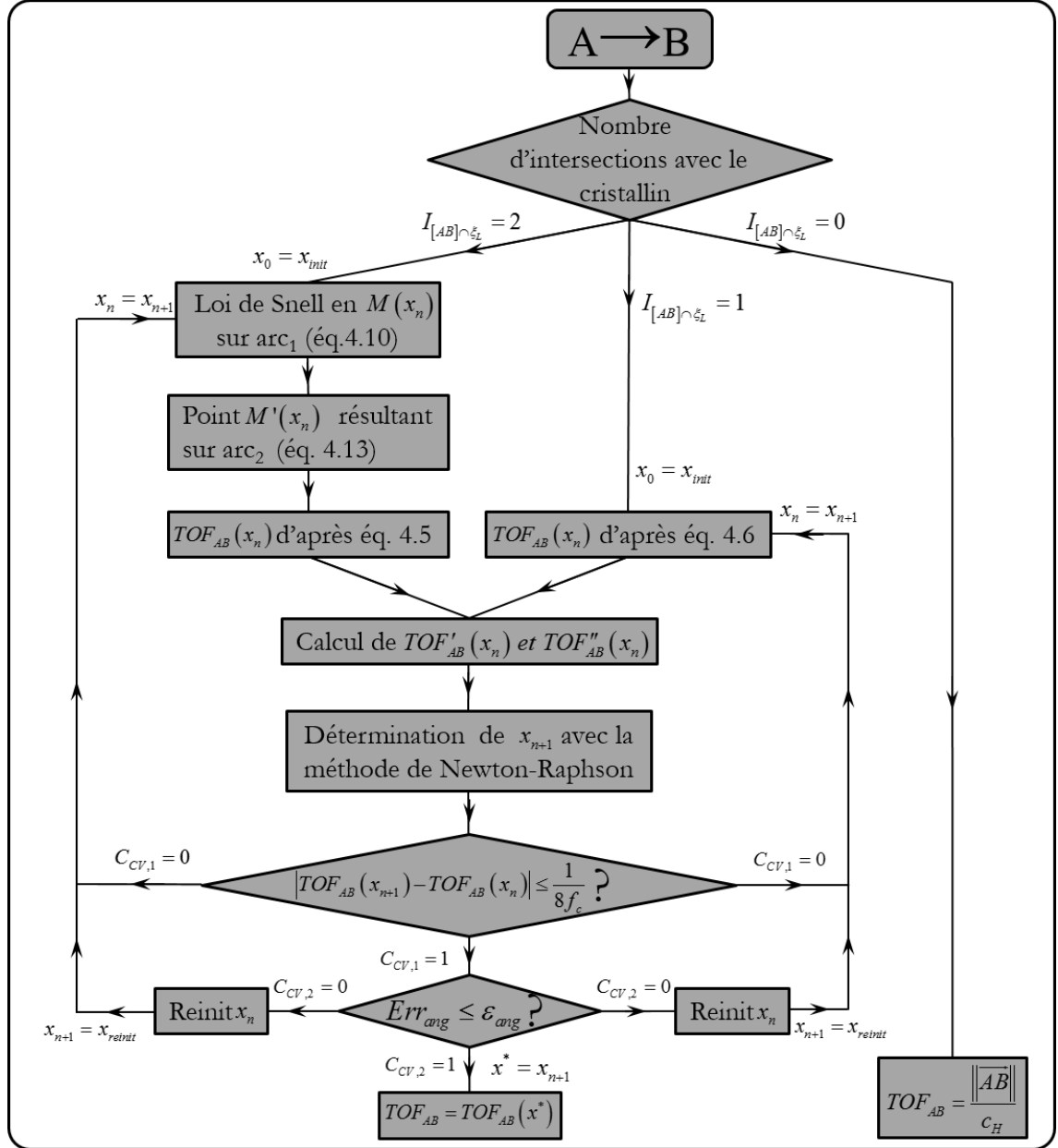


FIGURE 4.2 – Synoptique de la technique de lancer de rayon de type bending pour la détermination du temps de vol TOF_{AB} entre 2 points $A(x_A; z_A)$ et $B(x_B; z_B)$, prenant en compte la réfraction lorsque le cristallin est intercepté une fois ($I_{[AB] \cap \zeta_L} = 1$) ou deux ($I_{[AB] \cap \zeta_L} = 2$). Dans ces deux cas, la durée TOF_{AB} du chemin réfracté \widehat{AB} à l'interface cristallin/humeurs (ζ_L) est obtenue par la minimisation de l'expression Eq. 4.5 ou Eq. 4.6 *i.e.* la recherche de x^* par la méthode de Newton-Raphson, conformément au principe de Fermat.

4.1. PRINCIPE DE FERMAT ET LANCER DE RAYON POUR LA DÉTERMINATION DU TEMPS DE VOL ENTRE DEUX POINTS ARBITRAIRES ($A; B$) INTERCEPTANT POTENTIELLEMENT LE CRISTALLIN

La technique de lancer de rayon de type bending que nous avons développée pour l'estimation de la durée TOF_{AB} du parcours entre 2 points A et B, en prenant en compte la réfraction éventuelle au niveau de l'interface cristallin/humeurs, est décrite par le synoptique de la figure 4.2. Bien qu'en pratique les points A et B correspondent soit au point focal Ω_f soit au centre géométrique d'un élément actif de la barrette US, le formalisme géométrique du lancer de rayon doit être néanmoins suffisamment général pour fonctionner quelque soit le couple ($A; B$) considéré. Tout d'abord il faut déterminer si le segment $[AB]$ intercepte le contour du cristallin ζ_L . Cette information s'obtient par le calcul du cardinal de l'intersection de $[AB]$ avec ζ_L , soit $I_{[AB]\cap\zeta_L} = \text{card}([AB] \cap \zeta_L) = \text{card}([AB] \cap \xi_{ant}) + \text{card}([AB] \cap \xi_{post})$, dont la valeur détermine l'un des trois cas géométrique possible :

$I_{[AB]\cap\zeta_L} = 0$: Le cristallin n'est pas traversé.

$I_{[AB]\cap\zeta_L} = 1$: A ou B est à l'intérieur du cristallin et B ou A à l'extérieur.

$I_{[AB]\cap\zeta_L} = 2$: Le cristallin se situe entre A et B.

La durée TOF_{AB} du parcours \widehat{AB} est alors exprimée en fonction de la configuration géométrique rencontrée. Le calcul de $\text{card}([AB] \cap \xi_{arc})$ informant sur l'éventuelle intersection du segment $[AB]$ avec l'arc antérieur ou postérieur s'effectue en résolvant le système (S_{arc}) suivant :

$$(S_{arc}) \begin{cases} \xi_{arc}(x) - (s_{AB} \cdot x + z_{AB}) = 0 \\ (s_{AB}^2 + E_{arc})x^2 + 2(s_{AB}(z_{AB} - z_L) - x_L E_{arc})x + \dots \\ (z_{AB} - z_L)^2 - e_{arc}^2 + x_L^2 E_{arc} = 0 \end{cases} \quad (4.2)$$

avec $E_{arc} = \left(\frac{e_{arc}}{e_{eq}}\right)^2$, s_{AB} et z_{AB} respectivement le coefficient directeur et l'ordonnée à l'origine de la droite définie par le segment $[AB]$. Les racines du polynôme de second degré de ce système correspondent aux éventuelles abscisses du ou des deux points d'intersection entre la droite affine définie par le segment $[AB]$ et l'ellipse de grand-axe e_{eq} et de petit-axe e_{arc} . S'il existe une solution à ce système alors $\text{card}([AB] \cap \xi_{arc})$ vaut 1, sinon 0.

Lorsque le cristallin n'est pas traversé, le trajet entre A et B est alors rectiligne et sa durée TOF_{AB} s'exprime alors de façon triviale selon l'équation 4.3.

$$TOF_{AB} = \frac{\|\vec{AB}\|}{c_H} \quad (4.3)$$

où c_H est la célérité US au sein de l'humeur aqueuse et du vitré entourant le cristallin et $\|\vec{AB}\|$ la norme Euclidienne du vecteur défini par A et B.

Dans les deux autres cas TOF_{AB} est paramétré dans le repère Cartésien de façon à ne dépendre que d'une unique variable x , correspondant à l'abscisse du premier arc intercepté par le rayon rectiligne issu de A. Cette contrainte sert de trame pour la définition du formalisme géométrique du lancer de rayon, en particulier dans le cas le plus complexe impliquant la traversée complète du cristallin. Elle permet ensuite d'employer une méthode de convergence supralinéaire *i.e.* Newton-Raphson, vers le chemin réfracté entre A et B.

Le chemin réfracté est alors obtenu en appliquant cette méthode pour trouver l'abscisse x^* , solution du problème de minimisation formulé par Eq. 4.4 et pour laquelle la durée du parcours entre A et B est stationnaire, et donc en accord avec le principe de Fermat. Rappelons que ce principe stipule que le chemin emprunté par une onde non dispersive

4.1. PRINCIPE DE FERMAT ET LANCER DE RAYON POUR LA DÉTERMINATION DU TEMPS DE VOL ENTRE DEUX POINTS ARBITRAIRES ($A; B$) INTERCEPTANT POTENTIELLEMENT LE CRISTALLIN

lors de sa propagation entre deux points donnés correspond à celui pour lequel la durée de parcours est minimale.

$$TOF_{AB} = TOF_{AB}(x^*) = \min_{x_{inf} \leq x \leq x_{sup}} (TOF_{AB}(x)) \quad (4.4)$$

où x_{inf} et x_{sup} sont les bornes de l'intervalle de recherche telles que définies dans la section suivante.

Lorsque $I_{[AB] \cap \zeta_L} = 1$, $TOF_{AB}(x)$ est exprimé selon l'équation 4.5,

$$TOF_{AB}(x) = \frac{\|\overrightarrow{AM(x)}\|}{c_A} + \frac{\|\overrightarrow{M(x)B}\|}{c_B} \quad (4.5)$$

$$\text{avec } M(x) = \begin{pmatrix} x \\ \xi_{arc}(x) \end{pmatrix} \text{ et } \begin{cases} c_A = c_H \text{ et } c_B = c_L \text{ si } B \subset \zeta_L \\ c_A = c_L \text{ et } c_B = c_H \text{ sinon} \end{cases}$$

où $M(x)$ est l'unique point d'intersection du segment $[AB]$ avec le contour du cristallin ζ_L , c_A et c_B sont respectivement les célérités US au sein du milieu de départ (soit les humeurs, soit le cristallin) et du milieu d'arrivée (soit le cristallin soit les humeurs). L'unique arc rencontré, arc , lors du trajet de A à B est déterminé par la valeur de $\text{card}([AM] \cap \xi_{ant})$ ou de $\text{card}([AM] \cap \xi_{post})$ *e.g.* si $\text{card}([AM] \cap \xi_{ant}) = 1$ alors $arc = ant$ et si ce cardinal vaut 0 alors $arc = post$.

Lorsque $I_{[AB] \cap \zeta_L} = 2$, $TOF_{AB}(x)$ est exprimé selon l'équation 4.6,

$$TOF_{AB}(x) = \frac{\|\overrightarrow{AM(x)}\|}{c_H} + \frac{\|\overrightarrow{M(x)M'(x)}\|}{c_L} + \frac{\|\overrightarrow{M'(x)B}\|}{c_H} \quad (4.6)$$

$$\text{avec } M(x) = \begin{pmatrix} x \\ \xi_{arc_1}(x) \end{pmatrix} \text{ et } M'(x) = \begin{pmatrix} f(x) \\ \xi_{arc_2}(f(x)) \end{pmatrix}$$

où $M'(x)$ est le point d'intersection entre le second arc traversé arc_2 et le rayon réfracté en $M(x)$, point situé sur le premier arc intersecté arc_1 . Le second arc rencontré, arc_2 , est déterminé par la valeur de $\text{card}([MM'] \cap \xi_{ant})$ ou $\text{card}([M'M] \cap \xi_{post})$. Nous allons voir dans la sous-section suivante comment l'imposition de la loi de Snell-Descartes en $M(x)$ permet de ne faire dépendre l'expression de TOF_{AB} que de l'unique variable x lorsque le segment $[AB]$ intersecte deux fois le contour du cristallin ζ_L .

Notons que les techniques de lancer de rayon de type bending requièrent typiquement la connaissance de la première interface rencontrée par le rayon issu du point de départ A , celle-ci devant rester la même tout au long du processus de convergence vers la solution x^* . Étant donné que notre méthode de lancer de rayon fonctionne quelque soit le point de départ, *i.e.* le couple $(A; B)$ est permutable (voir Fig. 4.4), on choisit le point de départ A tel que le premier arc arc_1 du contour ζ_L rencontré en $M(x)$ par le rayon issu de A respecte cette contrainte. En revanche, lorsque nous sommes dans le cas où $I_{[AB] \cap \zeta_L} = 2$, le second arc intercepté arc_2 en $M'(x)$ par le rayon issu de $M(x)$, peut varier tout au long du processus de convergence.

4.1. PRINCIPE DE FERMAT ET LANCER DE RAYON POUR LA DÉTERMINATION DU TEMPS DE VOL ENTRE DEUX POINTS ARBITRAIRES $(A; B)$ INTERCEPTANT POTENTIELLEMENT LE CRISTALLIN

4.1.2.1 Détermination du point $M'(x)$ lorsque $I_{[AB] \cap \zeta_L} = 2$

Le cadre géométrique dans lequel s'inscrit ce problème est représenté avec le formalisme utilisé dans la suite de ce chapitre sur la figure 4.3. En imposant la loi de Snell-Descartes au rayon issu du point $M(x)$, le point $M'(x)$ est entièrement déterminé par la seule variable x , laquelle définit l'angle initial θ_A exprimé par Eq. 4.7,

$$\theta_A(x) = \arctan \left(\frac{x - x_A}{\xi_{arc_1}(x) - z_A} \right) \quad (4.7)$$

où θ_A est l'angle défini par le rayon issu de A avec l'axe z .

L'angle incident θ_i en $M(x)$ est alors déterminé par Eq. 4.8,

$$\theta_i(x) = \theta_A(x) - \theta_{arc_1}(x) \quad (4.8)$$

où θ_{arc_1} correspond à l'angle formé par la tangente à arc_1 en $M(x)$ avec l'axe x comme l'exprime Eq. 4.9.

$$\theta_{arc_1}(x) = -\arctan(\xi'_{arc_1}(x)) \quad (4.9)$$

où $\xi'_{arc_1}(x)$ est la valeur de la dérivée première de ξ_{arc_1} en x .

Une fois l'angle incident θ_i déterminé en $M(x)$, l'angle réfracté s'obtient en appliquant la loi de Snell-Descartes pour la réfraction (Eq. 4.10).

$$\theta_r(x) = \arcsin(\mu \sin \theta_i(x)) \quad (4.10)$$

où $\mu = \frac{c_L}{c_H}$ est le rapport de célérité entre le cristallin et les humeurs.

Le rayon réfracté résultant, issu de $M(x)$, est alors incliné par rapport à l'axe z de l'angle θ_M suivant :

$$\theta_M(x) = \theta_r(x) + \theta_{arc_1}(x) \quad (4.11)$$

Ce rayon définit alors une droite de coefficient directeur $s_{MM'} = \frac{1}{\tan(\theta_M)}$ et d'ordonnée à l'origine $z_{MM'} = \xi_{arc_1}(x) - s_{MM'}x$ pour $\theta_M \neq 0$ et une droite verticale ayant pour abscisse la variable x sinon.

La connaissance de la fonction affine associée au rayon réfracté en $M(x)$ permet de déterminer analytiquement l'abscisse $f(x)$ du second point d'intersection $M'(x)$ du chemin \widehat{AB} avec le contour ζ_L sur l' arc_2 , en résolvant le polynôme du second degré suivant :

$$Ax^2 + 2B_r x + C = 0 \quad \text{avec} \quad \begin{cases} A = s_{MM'}^2 + E_{arc_2} \\ B_r = s_{MM'}(z_{MM'} - z_L) - x_L E_{arc_2} \\ C = (z_{MM'} - z_L)^2 - e_{arc_2}^2 + x_L^2 E_{arc_2} \end{cases} \quad (4.12)$$

où la détermination de quel est le second arc intercepté, arc_2 , s'effectue lorsque $\theta_M \neq 0$ d'après la valeur de $I_{MM' \cap \xi_{arc_1}} = \text{card}([MM'] \cap \xi_{arc_1})$. Si $I_{MM' \cap \xi_{arc_1}}$ vaut 1, alors $arc_2 = \overline{arc_1}$, *i.e.*, arc_2 est l'arc opposé de arc_1 , *e.g.* arc_2 est l'arc antérieur si arc_1 est l'arc postérieur et réciproquement. Sinon, lorsque $I_{MM' \cap \xi_{arc_1}}$ vaut 0, $arc_2 = arc_1$, *i.e.*, le même arc est intercepté deux fois par le chemin \widehat{AB} . Lorsque $\theta_M = 0$, *i.e.* le rayon réfracté en $M'(x)$ est vertical, $arc_2 = \overline{arc_1}$.

4.1. PRINCIPE DE FERMAT ET LANCER DE RAYON POUR LA DÉTERMINATION DU TEMPS DE VOL ENTRE DEUX POINTS ARBITRAIRES ($A; B$) INTERCEPTANT POTENTIELLEMENT LE CRISTALLIN

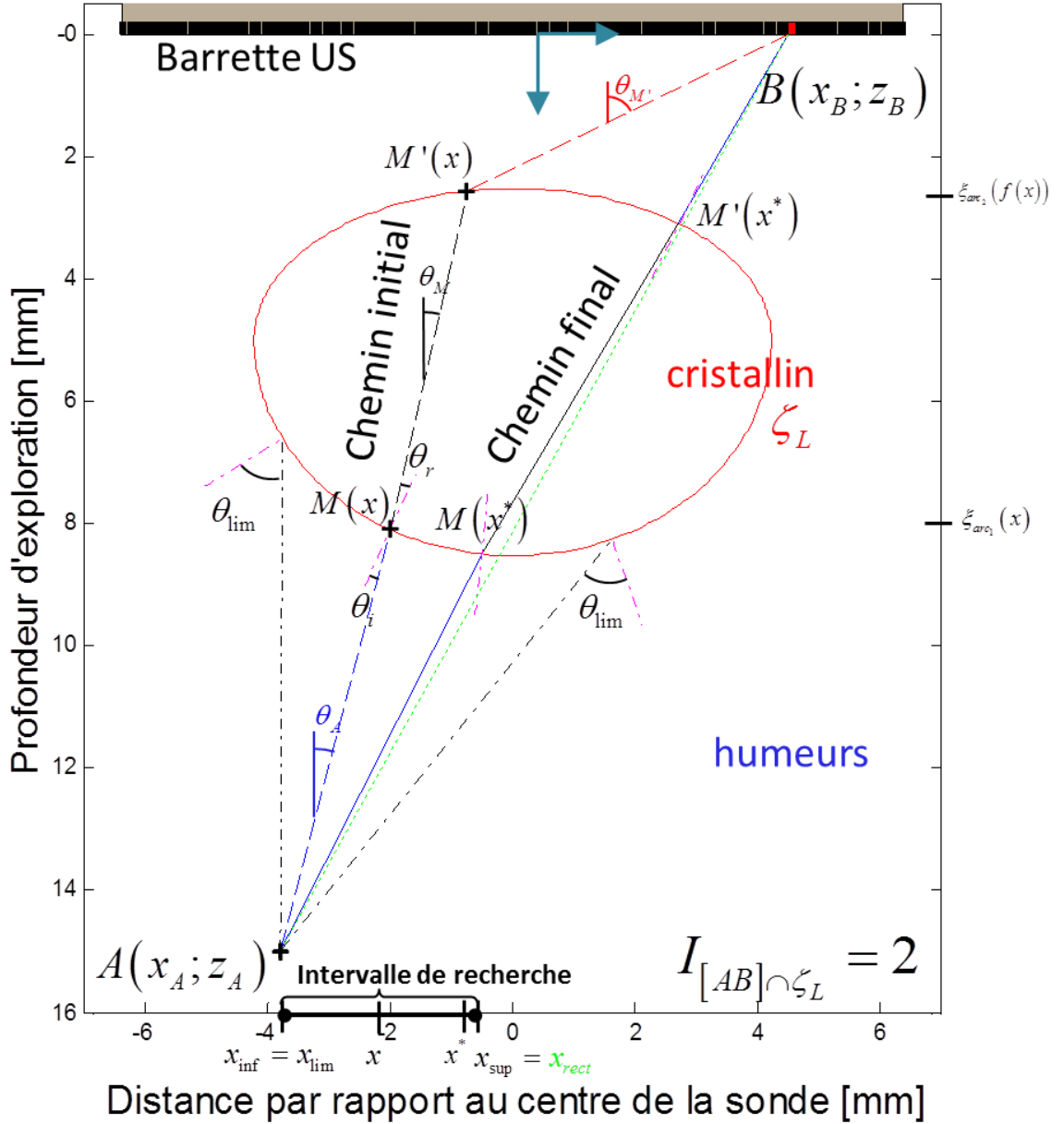


FIGURE 4.3 – Formalisme géométrique pour la construction du chemin depuis un point de départ A vers un point d'arrivée B , en fonction d'une unique variable x , lorsque le cristallin est entièrement traversé ($I_{[AB] \cap \zeta_L} = 2$). Un chemin initial (parcours en pointillé) est défini pour une abscisse x donnée comprise dans l'intervalle de recherche $[x_{inf}; x_{sup}]$. Le cristallin est intercepté une première fois sur arc_1 en $M(x)$, point où la loi de Snell-Descartes pour la réfraction est imposée et détermine la position du point $M'(x)$ sur arc_2 , seconde interception du chemin \widehat{AB} avec le cristallin. Le chemin final vérifiant la loi de Snell-Descartes en $M'(x^*)$ grâce à l'application du principe de Fermat est représenté par la ligne continue. Les normales aux points d'intérêt sur ζ_L sont représentées en magenta. Afin de ne pas alourdir la figure, les angles θ_{arc_1} et θ_{arc_2} des tangentes en $M(x)$ et en $M'(x)$ n'ont pas été représentés.

4.1. PRINCIPE DE FERMAT ET LANCER DE RAYON POUR LA DÉTERMINATION DU TEMPS DE VOL ENTRE DEUX POINTS ARBITRAIRES ($A; B$) INTERCEPTANT POTENTIELLEMENT LE CRISTALLIN

Le polynôme 4.12 conduit alors à l'expression 4.13 suivante de l'abscisse $f(x)$:

$$f(x) = \begin{cases} x & \text{si } \theta_M(x) = 0 \\ \frac{-B_r - \varepsilon \sqrt{B_r^2 - AC}}{A} & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.13)$$

où $\varepsilon = \text{sign}(s_{MM'} \cdot \text{sign}(\text{arc}_2))$ permet de sélectionner parmi les deux solutions du polynôme Eq. 4.12 celle qui correspond à l'intersection du rayon issu de $M'(x)$ avec arc_2 .

Le rayon rectiligne issu de $M'(x)$ et achevant le parcours vers le point B n'est pas contraint par la loi de Snell-Descartes et forme alors l'angle θ'_M suivant avec l'axe z :

$$\theta_{M'}(x) = \arctan \left(\frac{f(x) - x_B}{\xi_{\text{arc}_2}(f(x)) - z_B} \right) \quad (4.14)$$

Nous verrons dans la partie suivante comment cet angle θ'_M est utilisé comme moyen de contrôle pour s'assurer que le chemin réfracté trouvé à l'issue de la convergence satisfait bien le principe de Fermat et par conséquent la loi de Snell-Descartes en ce point.

Précisons que dans le cas où $I_{[AB] \cap \zeta_L} = 1$, cette vérification s'effectue sur le point M , l'expression de l'angle θ_M avec l'axe z étant alors la suivante :

$$\theta_M(x) = \arctan \left(\frac{x - x_B}{\xi_{\text{arc}}(x) - z_B} \right) \quad (4.15)$$

4.1.3 Méthode de Newton-Raphson pour l'application du principe de Fermat

Lorsque le trajet \widehat{AB} intercepte le cristallin, le chemin réfracté sur son contour ζ_L vérifie le principe de Fermat et est donc celui qui minimise le temps de parcours. Par conséquent, la durée TOF_{AB} du chemin réfracté satisfait l'équation suivante :

$$\frac{dTOF_{AB}}{dx} = TOF'_{AB}(x) = 0 \quad (4.16)$$

Le problème de minimisation formulé par Eq. 4.4 peut donc être résolu en déterminant la racine de Eq. 4.16. La méthode de Newton-Raphson est employée à cette fin à la dérivée de la durée du parcours par rapport à x , TOF'_{AB} , ce qui conduit à définir chaque itération de la façon suivante :

$$x_{n+1} = x_n - \frac{TOF'_{AB}(x_n)}{TOF''_{AB}(x_n)} \quad (4.17)$$

où n représente le nombre d'itération.

Comme nous l'avons évoqué précédemment, la méthode de Newton-Raphson présente l'avantage majeur d'assurer une convergence supralinéaire vers la racine d'une fonction réelle dépendant d'une unique variable, celle-ci devenant quadratique au voisinage de la solution x^* (cf Eq. 4.18 et Fig. 4.5) [Kelley, 2003].

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{|x_{n+1} - x^*|}{|x_n - x^*|^2} = \lambda, \text{ avec } 0 < \lambda < \infty \quad (4.18)$$

4.1. PRINCIPE DE FERMAT ET LANCER DE RAYON POUR LA DÉTERMINATION DU TEMPS DE VOL ENTRE DEUX POINTS ARBITRAIRES ($A; B$) INTERCEPTANT POTENTIELLEMENT LE CRISTALLIN

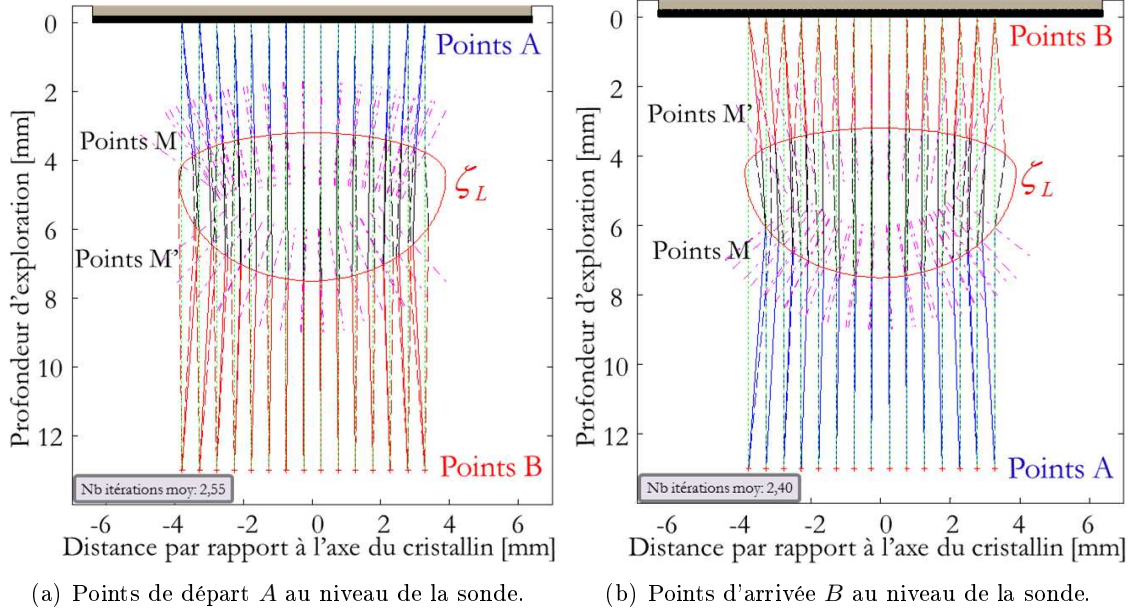


FIGURE 4.4 – Représentation du processus de convergence (traits pointillés bleu, noir puis rouge) vers le chemin réfracté \widehat{AB} (traits pleins de mêmes couleurs) pour différents couples $(A; B)$. Les points de départ A et d'arrivée B ont été permutés entre les deux figures. L'initialisation x_0 choisie dans cet exemple est l'abscisse, x_{rect} , du point d'intersection du segment $[AB]$ (trait pointillé vert) avec arc_1 . Les normales (trait pointillé magenta) ne sont représentées aux points M' que lorsque la loi de Snell-Descartes y est vérifiée.

La méthode de Newton-Raphson nécessite cependant la connaissance de l'expression de la dérivée première de la fonction pour laquelle on recherche son zéro. Elle exige donc, dans le cas qui nous occupe, le calcul des dérivées première et seconde de TOF_{AB} . Le cadre analytique, que nous avons défini, nous permet de les obtenir depuis l'expression 4.5 lorsque $I_{[AB] \cap \zeta_L} = 1$ et l'expression 4.6 lorsque $I_{[AB] \cap \zeta_L} = 2$, comme détaillé dans la suite de cette partie.

A l'instar de nombreuses méthodes de convergence, la méthode de Newton-Raphson est susceptible de diverger ou de converger vers un extremum local lorsque la valeur d'initialisation x_0 est trop éloignée de la solution x^* (voir Fig. 4.8). Par conséquent, nous avons optimisé l'initialisation et imposé le respect de certaines conditions physiques - exprimées par les équations 4.36 et 4.37 - pour chaque itération x_n . De plus, étant donné que la convergence vers x^* est espérée supralinéaire, nous avons limité le nombre maximum d'itérations possibles. Lorsque, malgré les contraintes appliquées, celui-ci est atteint sans vérifier les conditions de fin de convergence, la durée TOF_{AB} calculée est alors celle correspondant au parcours non réfracté depuis A vers B , en considérant cependant les célérités c_H et c_L .

Les détails quant à l'optimisation de la valeur x_0 sont fournis dans la partie suivante, pour le cas pratique de la reconstruction d'image US avec le lancer de rayon de type bending.

4.1. PRINCIPE DE FERMAT ET LANCER DE RAYON POUR LA DÉTERMINATION DU TEMPS DE VOL ENTRE DEUX POINTS ARBITRAIRES ($A; B$) INTERCEPTANT POTENTIELLEMENT LE CRISTALLIN

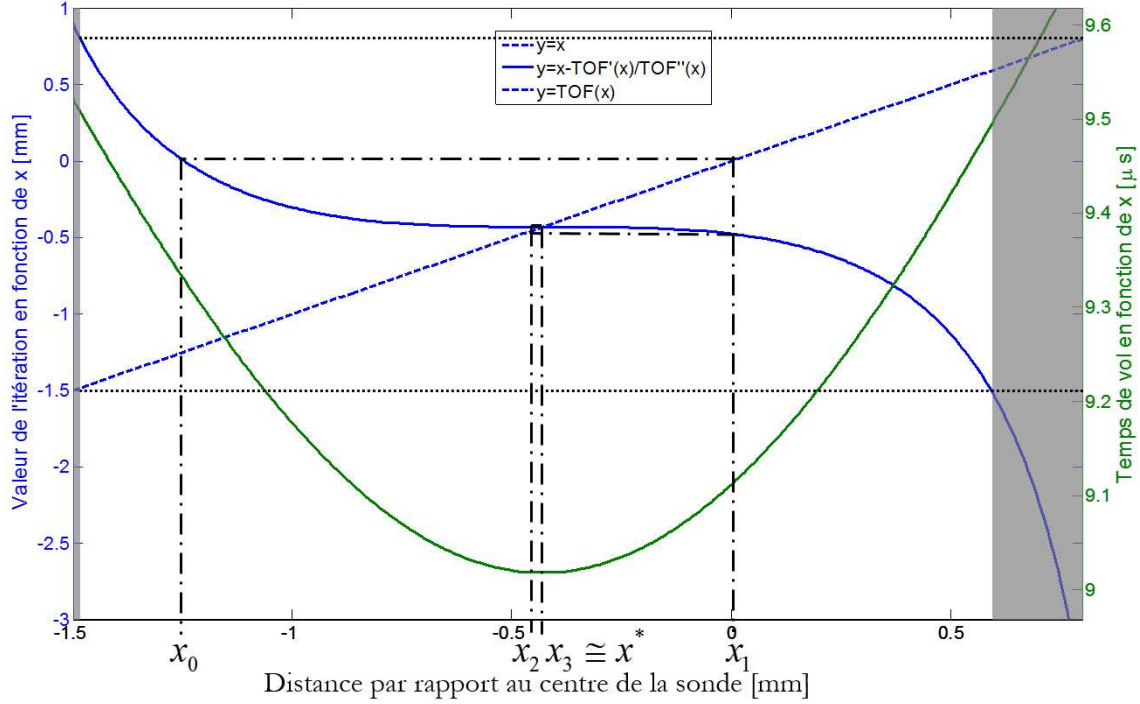


FIGURE 4.5 – Illustration de la vitesse de convergence de la méthode de newton-Raphson (plateau de la courbe en trait continu bleue sur un large intervalle) vers la solution x^* pour laquelle le temps de vol TOF_{AB} est minimal. Les points A et B choisis dans cet exemple typique ont pour coordonnées respectives en millimètre $(-1; 0)$ et $(1; 14)$. La célérité dans le cristallin est de 1645 m/s et de 1532 m/s autour. La géométrie du cristallin correspond à celle de la figure 4.2. La fonction $y = x$ permet de faciliter la construction des itérations succédant à l'initialisation x_0 et convergeant vers x^* . Les deux zones grisées représentent les valeurs de x provoquant la divergence de la méthode.

4.1.3.1 Expression analytique de la dérivée première de TOF_{AB}

L'expression analytique des dérivées première TOF'_{AB} et seconde TOF''_{AB} de TOF_{AB} , nécessaire à l'emploi de la méthode de Newton-Raphson, dépend du cas géométrique rencontré *i.e.* le cristallin est intercepté une ou deux fois par le chemin \widehat{AB} (voir Fig. 4.6).

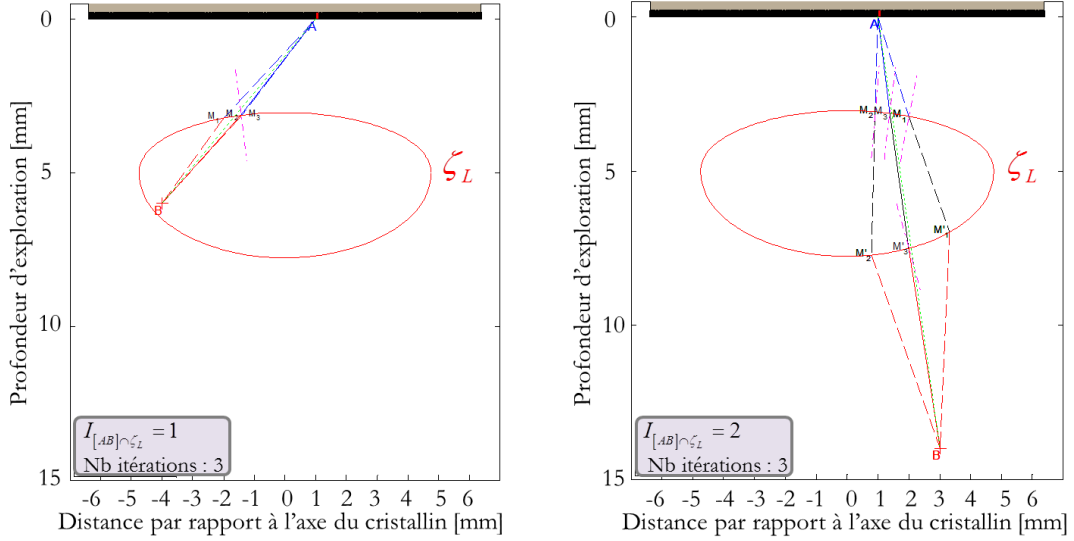
Dérivée première de TOF_{AB} lorsque $I_{[AB] \cap \zeta_L} = 1$

Lorsqu'un seul arc du cristallin est intercepté, TOF'_{AB} correspond à la dérivée première de l'équation 4.5 par rapport à la variable x :

$$TOF'_{AB}(x) = \frac{1}{c_A} \cdot \frac{d \|\overrightarrow{AM(x)}\|}{dx} + \frac{1}{c_B} \cdot \frac{d \|\overrightarrow{M(x)B}\|}{dx} \text{ avec } \begin{cases} c_A = c_H \text{ et } c_B = c_L \text{ si } B \subset \xi_L \\ c_A = c_L \text{ et } c_B = c_H \text{ sinon} \end{cases} \quad (4.19)$$

Les dérivées premières des deux segments $[AM]$ et $[MB]$ sont alors définies respectivement par les équations 4.21 et 4.22 suivantes.

4.1. PRINCIPE DE FERMAT ET LANCER DE RAYON POUR LA DÉTERMINATION DU TEMPS DE VOL ENTRE DEUX POINTS ARBITRAIRES ($A; B$) INTERCEPTANT POTENTIELLEMENT LE CRISTALLIN



(a) Chemin \widehat{AB} interceptant une fois le cristallin. (b) Chemin \widehat{AB} interceptant deux fois le cristallin.

FIGURE 4.6 – Représentation du processus de convergence à l'aide de la méthode de Newton-Raphson dans les deux cas où elle est mobilisée, pour une initialisation en M_1 quelconque. Les valeurs des célérités US, choisies dans cet exemple, au sein du cristallin et des humeurs sont respectivement $c_L = 1645$ m/s et $c_H = 1532$ m/s. Les normales (trait pointillé magenta) ne sont représentées aux points d'intersection des chemins avec ζ_L que lorsque la loi de Snell-Descartes y est vérifiée.

$$\frac{d \|\overrightarrow{AM(x)}\|}{dx} = \frac{x - x_A - \xi'_{arc}(x)(z_A - \xi_{arc}(x))}{\|\overrightarrow{AM(x)}\|} \quad (4.20)$$

$$(4.21)$$

$$\frac{d \|\overrightarrow{M(x)\hat{B}}\|}{dx} = \frac{x - x_B - \xi'_{arc}(x)(z_B - \xi_{arc}(x))}{\|\overrightarrow{M(x)\hat{B}}\|} \quad (4.22)$$

Dérivée première de TOF_{AB} lorsque $I_{[AB] \cap \zeta_L} = 2$

Lorsque les deux arcs du cristallin sont interceptés, TOF'_{AB} correspond à la dérivée première de l'équation 4.6 par rapport à la variable x :

$$TOF'_{AB}(x) = \frac{1}{c_H} \cdot \frac{d \|\overrightarrow{AM(x)}\|}{dx} + \frac{1}{c_L} \cdot \frac{d \|\overrightarrow{M(x)M'(x)}\|}{dx} + \frac{1}{c_H} \cdot \frac{d \|\overrightarrow{M'(x)\hat{B}}\|}{dx} \quad (4.23)$$

4.1. PRINCIPE DE FERMAT ET LANCER DE RAYON POUR LA DÉTERMINATION DU TEMPS DE VOL ENTRE DEUX POINTS ARBITRAIRES ($A; B$) INTERCEPTANT POTENTIELLEMENT LE CRISTALLIN

Les dérivées premières des trois segments $[AM]$, $[MM']$ et $[M'B]$ par rapport à la variable x sont alors définies respectivement par les équations 4.25, 4.26 et 4.26.

$$\frac{d \|\overrightarrow{AM(x)}\|}{dx} = \frac{1}{\|\overrightarrow{AM(x)}\|} \cdot \left[x - x_A - \xi'_{arc1}(x)(z_A - \xi_{arc1}(x)) \right] \quad (4.24)$$

$$\begin{aligned} \frac{d \|\overrightarrow{M(x)M'(x)}\|}{dx} = & \frac{1}{\|\overrightarrow{M(x)M'(x)}\|} \cdot \left[(x - f(x))(1 - f'(x)) + \dots \right. \\ & \left. \left(\xi_{arc1}(x) - \xi_{arc2}(f(x)) \right) \left(\xi'_{arc1}(x) - f'(x) \cdot \xi'_{arc2}(f(x)) \right) \right] \end{aligned} \quad (4.25)$$

$$\begin{aligned} \frac{d \|\overrightarrow{M'(x)B}\|}{dx} = & \frac{1}{\|\overrightarrow{M'(x)B}\|} \cdot \left[(f(x) - x_B)f'(x) + \dots \right. \\ & \left. \xi'_{arc2}(f(x)) \cdot f'(x) \left(\xi_{arc2}(f(x)) - z_B \right) \right] \end{aligned} \quad (4.26)$$

La dérivée première de l'abscisse du point M' , $f(x)$, s'exprime analytiquement Eq. 4.27 :

$$f'(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } \theta_M(x) = 0 \\ \frac{-B'_r - \varepsilon \frac{\Delta'_r}{2\sqrt{\Delta_r}}}{A} + A' \cdot \frac{B_r + \varepsilon \sqrt{\Delta_r}}{A^2} & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.27)$$

où A' , B'_r , C' et Δ'_r sont les dérivées respectives de A , B_r , C et $\Delta_r = B_r^2 - AC$ par rapport à x (cf Annexes).

4.1.3.2 Expression analytique de la dérivée seconde de TOF_{AB}

Dérivée seconde de TOF_{AB} lorsque $I_{[AB] \cap \zeta_L} = 1$

Lorsqu'un seul arc du cristallin est intercepté, TOF''_{AB} correspond à la dérivée seconde de l'équation 4.5 par rapport à la variable x :

$$TOF''_{AB}(x) = \frac{1}{c_A} \cdot \frac{d^2 \|\overrightarrow{AM(x)}\|}{dx^2} + \frac{1}{c_B} \cdot \frac{d^2 \|\overrightarrow{M(x)B}\|}{dx^2} \quad (4.28)$$

Les dérivées secondes des deux segments $[AM]$ et $[MB]$ par rapport à la variable x sont alors définies respectivement par les équations 4.30 et 4.30.

4.1. PRINCIPE DE FERMAT ET LANCER DE RAYON POUR LA DÉTERMINATION DU TEMPS DE VOL ENTRE DEUX POINTS ARBITRAIRES ($A; B$) INTERCEPTANT POTENTIELLEMENT LE CRISTALLIN

$$\frac{d^2 \|\overrightarrow{AM(x)}\|}{dx^2} = \frac{1}{\|\overrightarrow{AM(x)}\|} \cdot \left[1 + \xi_{arc}^{\prime 2}(x) + (\xi_{arc}(x) - z_A) \xi_{arc}''(x) - \dots \left(\frac{d \|\overrightarrow{AM(x)}\|}{dx} \right)^2 \right] \quad (4.29)$$

$$\frac{d^2 \|\overrightarrow{M(x)\dot{B}}\|}{dx^2} = \frac{1}{\|\overrightarrow{M(x)\dot{B}}\|} \cdot \left[1 + \xi_{arc}^{\prime 2}(x) + (\xi_{arc}(x) - z_B) \xi_{arc}''(x) - \dots \left(\frac{d \|\overrightarrow{M(x)\dot{B}}\|}{dx} \right)^2 \right] \quad (4.30)$$

Dérivée seconde de TOF_{AB} lorsque $I_{[AB] \cap \zeta_L} = 2$

Lorsque les deux arcs du cristallin sont interceptés, TOF_{AB}'' correspond à la dérivée seconde de l'équation 4.6 par rapport à la variable x :

$$TOF_{AB}''(x) = \frac{1}{c_H} \cdot \frac{d^2 \|\overrightarrow{AM(x)}\|}{dx^2} + \frac{1}{c_L} \cdot \frac{d^2 \|\overrightarrow{M(x)M'(x)}\|}{dx^2} + \frac{1}{c_H} \cdot \frac{d^2 \|\overrightarrow{M'(x)\dot{B}}\|}{dx^2} \quad (4.31)$$

Les dérivées secondes des trois segments $[AM]$, $[MM']$ et $[M'B]$ par rapport à la variable x sont alors définies respectivement par les équations 4.33, 4.34 et 4.34.

$$\frac{d^2 \|\overrightarrow{AM(x)}\|}{dx^2} = \frac{1}{\|\overrightarrow{AM(x)}\|} \cdot \left[1 + \xi_{arc_1}^{\prime 2}(x) + (\xi_{arc_1}(x) - z_A) \xi_{arc_1}''(x) - \left(\frac{d \|\overrightarrow{AM(x)}\|}{dx} \right)^2 \right] \quad (4.32)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \|\overrightarrow{M(x)M'(x)}\|}{dx^2} &= \frac{1}{\|\overrightarrow{M(x)M'(x)}\|} \cdot \left[f''(x) (f(x) - x) + \left(f'(x) \xi_{arc_2}'(f(x)) \right)^2 + \dots \right. \\ &\quad \left(\xi_{arc_1}(x) - \xi_{arc_2}(f(x)) \right) \left(\xi_{arc_1}'(x) - f'^2(x) \xi_{arc_2}''(f(x)) - f''(x) \xi_{arc_2}'(f(x)) \right) + \dots \\ &\quad \left. \left(\xi_{arc_1}'(x) - f'(x) \xi_{arc_2}'(f(x)) \right)^2 - \left(\frac{d \|\overrightarrow{MM'(x)}\|}{dx} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (4.33)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \|\overrightarrow{M(x)\dot{B}}\|}{dx^2} &= \frac{1}{\|\overrightarrow{M'(x)\dot{B}}\|} \cdot \left[f'^2(x) + f''(x) (f(x) - x_B) + \left(f'(x) \xi_{arc_2}'(f(x)) \right)^2 + \dots \right. \\ &\quad \left(\xi_{arc_2}(f(x)) - z_B \right) \left(f''(x) \xi_{arc_2}'(f(x)) + f'^2(x) \xi_{arc_2}''(f(x)) \right) - \dots \\ &\quad \left. \left(\frac{d \|\overrightarrow{M'(x)\dot{B}}\|}{dx} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (4.34)$$

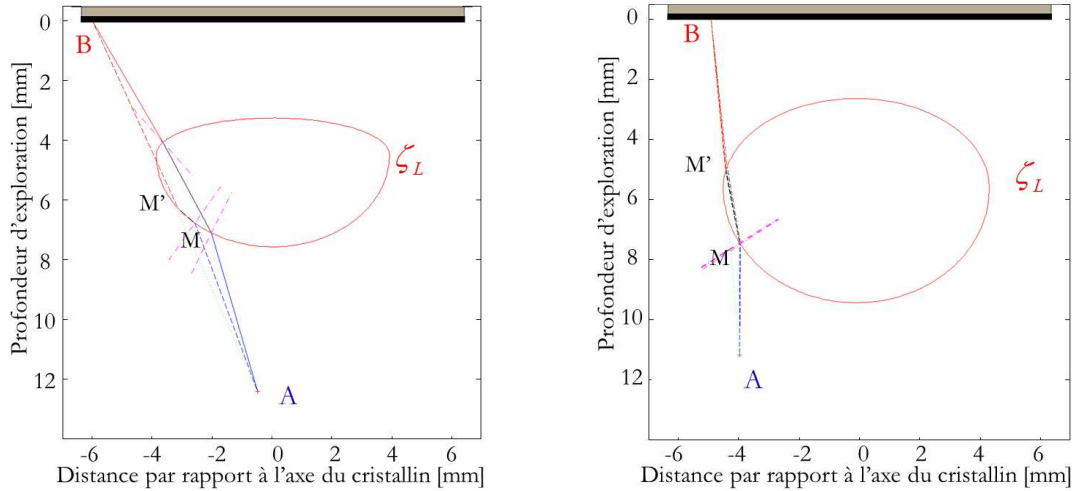
4.1. PRINCIPE DE FERMAT ET LANCER DE RAYON POUR LA DÉTERMINATION DU TEMPS DE VOL ENTRE DEUX POINTS ARBITRAIRES ($A; B$) INTERCEPTANT POTENTIELLEMENT LE CRISTALLIN

La dérivée seconde de l'abscisse du point M' , $f(x)$, s'exprime analytiquement par l'équation 4.35 :

$$f''(x) = \begin{cases} 0 & \text{si } \theta_M = 0 \\ \frac{A''(B_r - \varepsilon\sqrt{\Delta_r})}{A^2} - \frac{B_r'' - \varepsilon\left(2\Delta_r''\sqrt{\Delta_r} - \frac{\Delta_r'^2}{2\sqrt{\Delta_r}}\right)}{4\Delta_r} + \frac{2A'f'(x)}{A} & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.35)$$

4.1.3.3 Conditionnement pour garantir la convergence

Devant la diversité des chemins \widehat{AB} à déterminer lors d'une reconstruction d'image US - basée sur notre technique de lancer de rayon pour la correction des aberrations cristalliniennes - il apparaît essentiel de définir des critères objectifs afin de se prémunir d'éventuels phénomènes de divergence ou de convergence vers des extremums locaux. Chaque itération doit ainsi respecter certaines conditions physiques, sous peine d'entraîner une réinitialisation de l'itération x_n au sein de l'intervalle $[x_{inf}; x_{sup}]$.



(a) Non respect de $C_{\varphi,2}$ par le chemin en pointillé ($\overline{C_{\varphi,2}}$) : Le segment issu de M' intercepte une seconde fois ζ_L .

(b) Convergence vers un extremum local de TOF_{AB} ($C_{CV,1} \wedge \overline{C_{CV,2}}$) : $C_{CV,1}$ est vérifiée mais pas $C_{CV,2}$ à l'issue du processus itératif i.e. la loi de Snell n'est pas satisfaite au point M' .

FIGURE 4.7 – Illustration de configurations géométriques pouvant conduire à la divergence de la méthode de Newton-Raphson (4.7(a)) ou à sa convergence vers un extremum local (4.7(b)) en l'absence respectivement de la condition physique $C_{\varphi,2}$, et de l'emploi de la condition $C_{CV,2}$ en supplément de la condition $C_{CV,1}$ pour considérer que la solution x^* est atteinte.

Conditions physiques sur chaque itération

Le rayon incident le contour ζ_L en $M(x_n)$ ne peut dépasser l'angle critique θ_M , aussi chaque itération doit être comprise dans l'intervalle que cet angle définit (Eq. 4.36) :

4.1. PRINCIPE DE FERMAT ET LANCER DE RAYON POUR LA DÉTERMINATION DU TEMPS DE VOL ENTRE DEUX POINTS ARBITRAIRES ($A; B$) INTERCEPTANT POTENTIELLEMENT LE CRISTALLIN

$$\mathbf{C}_{\varphi,1} : |\theta_i(x_n)| \leq \theta_{lim} \text{ avec } \theta_{lim} = \arcsin\left(\frac{1}{\mu}\right) \quad (4.36)$$

De plus, lorsque $I_{[AB] \cap \zeta_L} = 2$, une condition supplémentaire (Eq. 4.37) est appliquée à x_n pour s'assurer que le segment $[M'(x_n)B]$ n'a pas d'autre point commun avec le contour ζ_L que le point $M'(x_n)$. Il existe en effet certaines valeurs de x (points $M(x)$) pour lesquelles le segment $[M'(x_n)B]$ intersecte deux fois ζ_L comme l'illustre la figure 4.7(a).

$$\mathbf{C}_{\varphi,2} : \text{card}([M'(x_n)B] \cap \zeta_L) = 1 \text{ lorsque } I_{[AB] \cap \zeta_L} = 2 \quad (4.37)$$

Conditions d'arrêt

En général, le critère d'arrêt de la méthode de Newton-Raphson s'applique soit à la variable x (e.g. $|x_{n+1} - x_n| \leq \epsilon_x$) soit à la fonction dont on cherche le zéro (e.g. $|TOF'(x_n)| \leq \epsilon_t$). Dans le cas qui nous occupe, nous avons choisi d'appliquer le critère d'arrêt à la fonction TOF_{AB} , de façon à s'assurer que sa valeur à l'itération n dispose d'une précision temporelle suffisante pour éviter tout phénomène d'interférence destructive lors du processus de formation de voies. Ainsi, la première condition $\mathbf{C}_{CV,1}$ à vérifier pour arrêter le processus d'itération impose une précision temporelle telle que l'aberration provoquée par la traversée du cristallin ne puisse conduire deux voies adjacentes (éléments voisins) à un déphasage supérieur au quart de la durée pour parcourir une longueur d'onde *i.e.* elle doit être inférieure au huitième de cette durée (Eq. 4.38).

$$\mathbf{C}_{CV,1} : \left| TOF_{AB}(x_n) - TOF_{AB}(x_{n-1}) \right| \leq \frac{1}{8f_c} \quad (4.38)$$

où f_c est la fréquence centrale de la sonde US utilisée. A 20 MHz, $\mathbf{C}_{CV,1}$ impose donc une précision temporelle inférieure ou égale à 5 ns sur TOF_{AB} .

A ce premier critère d'arrêt classique, $\mathbf{C}_{CV,1}$, s'ajoute une deuxième condition $\mathbf{C}_{CV,2}$ vérifiant que la loi de Snell-Descartes - et donc le principe de Fermat - est bien respectée par le parcours \widehat{AB} à l'interface avec le contour ζ_L , à l'issue du processus itératif (Eq. 4.39). Cette condition s'applique donc au point $M(x_n)$ lorsque $I_{[AB] \cap \zeta_L} = 1$ et au point $M'(x_n)$ lorsque $I_{[AB] \cap \zeta_L} = 2$. $\mathbf{C}_{CV,2}$ permet de se prémunir d'une convergence vers un extremum local (voir Fig. 4.7(b)).

$$\mathbf{C}_{CV,2} : Err_{ang}(x_n) \leq \epsilon_{ang} \quad (4.39)$$

où Err_{ang} est l'erreur angulaire formulée par Eq. 4.40 *i.e.* la valeur absolue de la différence entre θ_{CV} (l'angle défini par le rayon final joignant le point libre $M(x_n)$ ($I_{[AB] \cap \zeta_L} = 1$) ou $M'(x_n)$ ($I_{[AB] \cap \zeta_L} = 2$) au point B (Eq. 4.41)), avec θ_{Snell} (l'angle théorique du rayon émergent depuis ce point libre, lorsqu'on applique la loi de Snell-Descartes au rayon incident (Eq. 4.42)). ϵ_{ang} est la tolérance sur cette erreur angulaire.

$$Err_{ang}(x_n) = \left| \theta_{Snell}(x_n) - \theta_{CV}(x_n) \right| \quad (4.40)$$

$$\theta_{Snell}(x_n) = \begin{cases} \arcsin(\mu \sin(\theta_A(x_n) - \theta_{arc}(x_n))) & \text{si } I_{[AB] \cap \zeta_L} = 1 \\ \arcsin(\mu \sin(\theta_M(x_n) - \theta_{arc2}(x_n))) & \text{si } I_{[AB] \cap \zeta_L} = 2 \end{cases} \quad (4.41)$$

4.1. PRINCIPE DE FERMAT ET LANCER DE RAYON POUR LA DÉTERMINATION DU TEMPS DE VOL ENTRE DEUX POINTS ARBITRAIRES $(A; B)$ INTERCEPTANT POTENTIELLEMENT LE CRISTALLIN

$$\theta_{CV}(x_n) = \begin{cases} \theta_M(x_n) - \theta_{arc}(x_n) & \text{si } I_{[AB] \cap \zeta_L} = 1 \\ \theta_{M'}(x_n) - \theta_{arc_2}(x_n) & \text{si } I_{[AB] \cap \zeta_L} = 2 \end{cases} \quad (4.42)$$

où θ_{arc_2} correspond, de façon analogue à θ_{arc_1} , à l'angle formé par la tangente à arc_2 en $M'(x)$ avec l'axe x :

$$\theta_{arc_2}(x) = -\arctan\left(\xi'_{arc_2}(f(x))\right) \quad (4.43)$$

où $\xi'_{arc_2}(f(x))$ est la valeur de la dérivée première de ξ_{arc_2} en $f(x)$.

Ainsi, on considère que la solution x^* a bien été atteinte lorsque $\mathbf{C}_{CV,1}$ et $\mathbf{C}_{CV,2}$ sont vérifiées.

4.1.3.4 Réinitialisation et calcul des bornes de l'intervalle de recherche $[x_{inf}; x_{sup}]$

Lorsque la méthode de Newton-Raphson converge vers un extremum local ($\mathbf{C}_{CV,1} \wedge \overline{\mathbf{C}_{CV,2}}$) ou ne respecte pas une des conditions physiques définie par 4.36 et 4.37, x_n est réinitialisé au sein de l'intervalle $[x_{inf}; x_{sup}]$ qui encadre la solution x^* . Cet intervalle permet de guider la réinitialisation, ce qui s'avère particulièrement utile dans certaines configurations géométriques pour lesquelles la méthode s'avère instable et ne converge vers x^* que sur un intervalle restreint *i.e.* l'un des point de couple $(A; B)$ est voisin du contour du cristallin ζ_L (voir Fig. 4.8).

La détermination des bornes inférieure, x_{inf} , et supérieure, x_{sup} , de cet intervalle commence dans un premier temps par la recherche des abscisses $x_{lim_{inf}}$ et $x_{lim_{sup}}$ des éventuels points M (deux points au maximum) pour lesquels l'angle incident du rayon initial $[AM]$ avec l'arc arc_1 est égal à l'angle limite (ou angle critique). Il ne peut y avoir en effet de solution physique en dehors de l'intervalle que définissent ces deux points. Avant de procéder au calcul des abscisses limites, il faut s'assurer qu'elles existent, c'est à dire que $|\theta_i(x_{min})| > \theta_{lim}$ et $|\theta_i(x_{max})| > \theta_{lim}$, où x_{min} et x_{max} sont respectivement les bornes inférieure et supérieure de l'espace de définition du contour du cristallin $\mathcal{D}_{f, \zeta_L} = [x_{min}; x_{max}]$. Rappelons que les angles sont définis avec des valeurs algébriques.

Lorsqu'elles existent la détermination des abscisses limites $x_{lim_{inf}}$ et $x_{lim_{sup}}$ s'effectue en recherchant les deux solutions x tel que $|\theta_i(x)| = \theta_{lim}$ soit $|\theta_A(x) - \theta_{arc_1}(x)| = \theta_{lim}$, c'est à dire résoudre, pour x différent de x_A et x_L , l'équation suivante :

$$\left| \arctan\left(\frac{x - x_A}{\xi_{arc_1}(x) - z_A}\right) + \arctan\left(\xi'_{arc_1}(x)\right) \right| = \theta_{lim} \quad (4.44)$$

La résolution de cette équation n'étant pas triviale, la détermination de $x_{lim_{inf}}$ et $x_{lim_{sup}}$ s'effectue en appliquant deux méthodes de convergence : d'abord la méthode du simplexe telle que définie par Lagarias *et al.* [Lagarias *et al.*, 1998] pour déterminer x_{θ_0} , le minimum de $|\theta_i(x)|$ pour $x \in \mathcal{D}_{f, \zeta_L}$ (*i.e.* l'angle incident est nul), puis la méthode de Dekker pour trouver le zéro de $|\theta_i(x) - \theta_{lim}|$ sur $x \in [x_{min}; x_{\theta_0}]$ puis sur $x \in [x_{\theta_0}; x_{max}]$ donnant respectivement - lorsqu'elles existent - les deux abscisses $x_{lim_{inf}}$ et $x_{lim_{sup}}$ pour lesquelles l'angle incident en M est égal à l'angle critique θ_{lim} . La détermination de x_{θ_0} permet de définir les deux intervalles sur lesquels la fonction θ_i est monotone ce qui assure

4.1. PRINCIPE DE FERMAT ET LANCER DE RAYON POUR LA DÉTERMINATION DU TEMPS DE VOL ENTRE DEUX POINTS ARBITRAIRES ($A; B$) INTERCEPTANT POTENTIELLEMENT LE CRISTALLIN

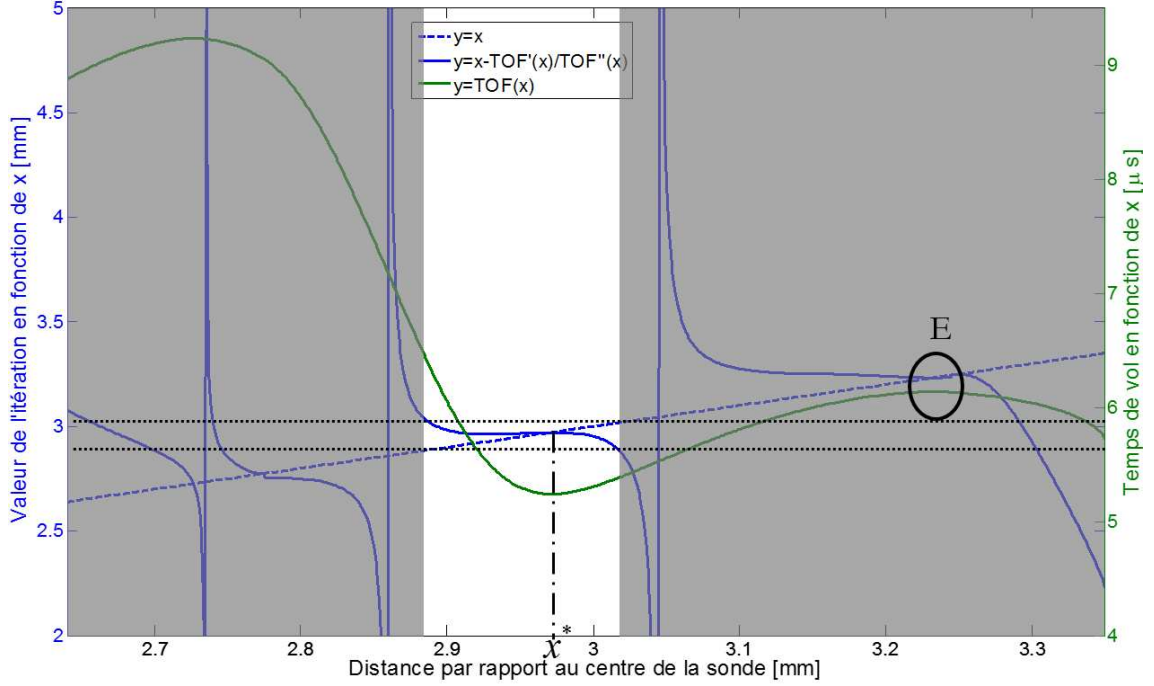


FIGURE 4.8 – Configuration géométrique pour laquelle l'intervalle de convergence de la méthode de newton-Raphson est restreint. On peut observer dans la zone de divergence en gris, le point E, un extremum (maximum) local de TOF_{AB} vers lequel la méthode est susceptible de converger. Cet exemple est propre aux cas géométriques "instables", caractérisés par la présence d'un point du chemin \widehat{AB} voisin du contour ζ_L . L'exemple choisi est celui de la figure 4.9(b) ; il témoigne de l'importance de définir un intervalle de recherche $[x_{inf}; x_{sup}]$ pertinent autour de x^* pour offrir une réinitialisation comprise dans l'intervalle de convergence. La solution x^* est ici voisine de $x_{rect} = 2.98$ mm

la convergence de la méthode de Dekker vers $x_{lim_{inf}}$ sur le premier intervalle et vers $x_{lim_{sup}}$ sur le second.

A l'issue de ces calculs, nous disposons d'un intervalle $[x_{lim_{inf}}; x_{lim_{sup}}]$ comprenant la solution x^* et l'encadrant parfois de façon très rapprochée (voir Fig. 4.9(b)). On peut cependant définir un intervalle de recherche de x^* encore plus restreint, en se basant sur le fait que le chemin réfracté final traversera une portion plus importante du cristallin que le faisceau non réfracté. Aussi, si l'abscisse du rayon non réfracté au point M , x_{rect} , appartient à l'intervalle $[x_{lim_{inf}}; x_{lim_{sup}}]$, on définira les bornes x_{inf} et x_{sup} comme suit : si $\text{sign}(\theta_i(x_{rect})) > 0$ alors $x_{inf} = x_{rect}$ et $x_{sup} = x_{lim_{sup}}$, sinon $x_{inf} = x_{lim_{inf}}$ et $x_{sup} = x_{rect}$.

Notons que le calcul de ces bornes est effectué uniquement lorsqu'une réinitialisation s'avère nécessaire, afin de ne pas alourdir le temps de calcul lors du processus de reconstruction décrit ci-après. En plus de restreindre l'intervalle de recherche autour de x^* , en particulier quand le point de départ se situe dans le voisinage de ζ_L (voir Fig. 4.9(b)), ces bornes servent de base pour définir la valeur de la réinitialisation. En effet, lorsque la méthode de Newton-Raphson a divergé, on attribue à la première réinitialisation la valeur de la borne qui est *a priori* la plus proche de la solution x^* , c'est à dire, celle qui est la plus proche de la solution en l'absence de réfraction x_{rect} . Les réinitialisations suivantes, si

4.2. IMPLÉMENTATION DE LA TECHNIQUE DE LANCER DE RAYON POUR LA CORRECTION DES ABERRATIONS CRISTALLINIENNES DANS LA RECONSTRUCTION D'IMAGE À L'AIDE D'UNE SONDE LINÉAIRE MULTI-ÉLÉMENTS

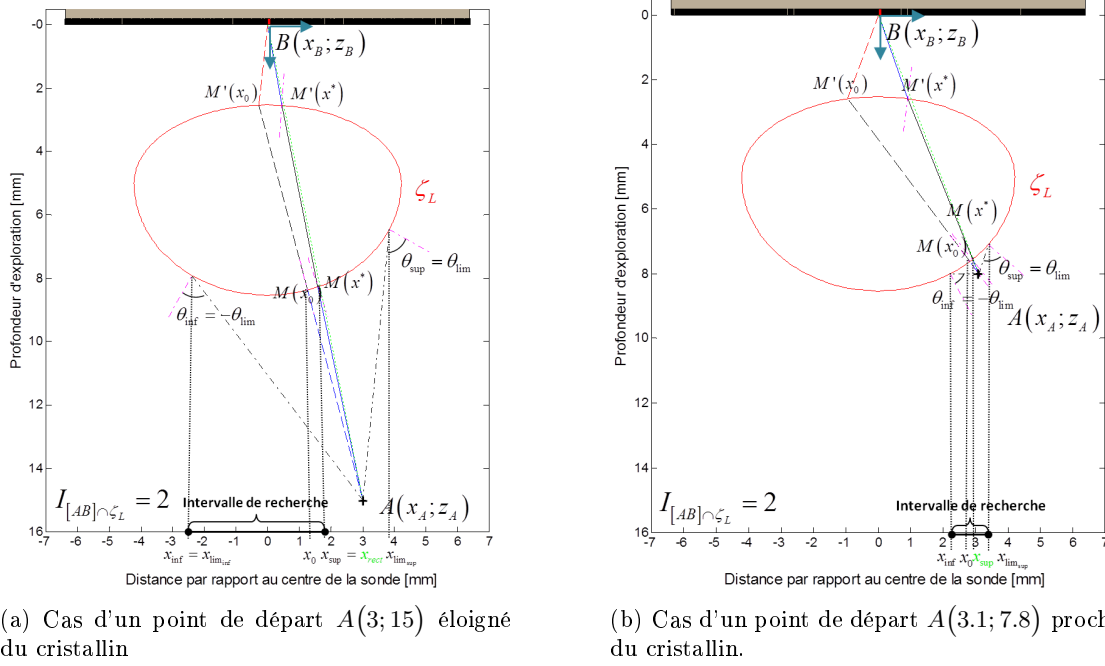


FIGURE 4.9 – Illustration géométrique des bornes inférieure et supérieure définissant l'intervalle dans lequel on recherche la solution x^* . La détermination de ces bornes ne s'effectue qu'en cas de divergence ou de convergence vers un extremum local pour restreindre l'intervalle de recherche et guider la réinitialisation.

elles ont lieu, seront également définies depuis cette borne. En cas de convergence vers un extremum local x_{local}^* , l'intervalle de recherche est réduit de façon à exclure x_{local}^* .

4.2 Implémentation de la technique de lancer de rayon pour la correction des aberrations cristalliniennes dans la reconstruction d'image à l'aide d'une sonde linéaire multi-éléments

4.2.1 Détection du contour du cristallin

Comme évoqué en introduction, la technique de correction des aberrations de phase développée à partir du lancer de rayon de type bending ne fonctionne pas en aveugle. Par conséquent, la détection du contour du cristallin, ζ_L , doit être opérée en premier lieu. Elle s'effectue à partir de quatre points particuliers, sélectionnés manuellement par l'utilisateur depuis une image en mode-B conventionnelle du cristallin, affichée au moyen d'une interface graphique développée à cet effet (voir Fig. 4.10). Cette interface fonctionne indifféremment avec les B-scans natifs de l'ECODERM (mode clinique de FPS=1Hz) ou avec les B-scans issus de reconstructions provenant des acquisitions du mode recherche. Il est avantageux de pouvoir effectuer la détection du contour ζ_L directement depuis un B-scan natif car

4.2. IMPLÉMENTATION DE LA TECHNIQUE DE LANCER DE RAYON POUR LA CORRECTION DES ABERRATIONS CRISTALLINIENNES DANS LA RECONSTRUCTION D'IMAGE À L'AIDE D'UNE SONDE LINÉAIRE MULTI-ÉLÉMENTS

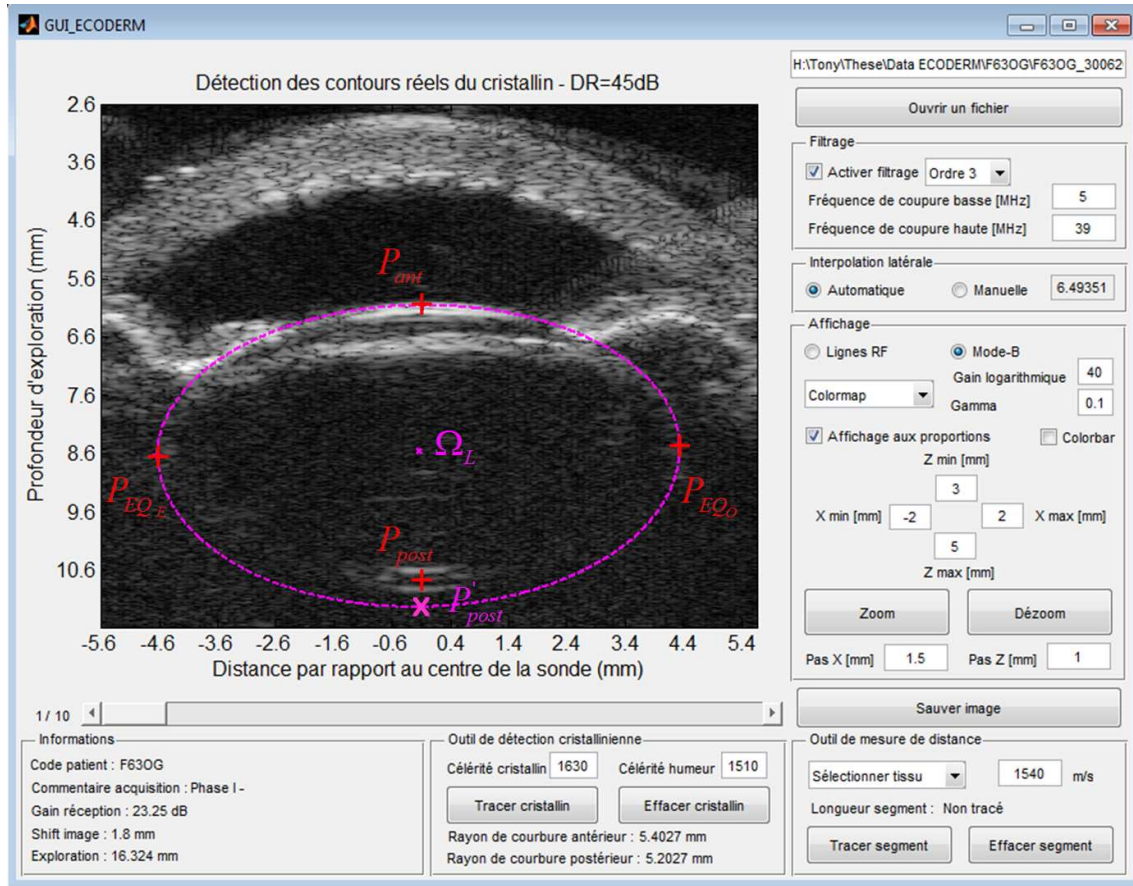


FIGURE 4.10 – Détection du contour du cristallin ζ_L à partir des quatre points P_{ant} , P_{post} , P_{EQE} et P_{EQO} depuis une image en mode-B native de l'ECODERM (FPS= 1Hz) affichée au moyen d'une interface développée à cet effet. Une fois les quatre points placés manuellement par l'utilisateur, la profondeur réelle du pôle postérieur (point P'_{post}) est obtenue pour les célérités c_H et c_L en appliquant Eq. 4.45. L'ellipsoïde définissant le contour ζeta_L est ensuite obtenue en joignant les points P_{ant} , P_{EQE} et P_{EQO} et P'_{post} . Ω_L est le centre du contour ζ_L .

4.2. IMPLÉMENTATION DE LA TECHNIQUE DE LANCER DE RAYON POUR LA CORRECTION DES ABERRATIONS CRISTALLINIENNES DANS LA RECONSTRUCTION D'IMAGE À L'AIDE D'UNE SONDE LINÉAIRE MULTI-ÉLÉMENTS

l'on peut alors réaliser une émission adaptée (voir sous-section 4.2.2 suivante) sans avoir à attendre l'acquisition des lignes RF via le mode recherche, celle-ci pouvant s'avérer longue (cf. chapitre 3).

Parmi les quatre points requis pour la détection de ζ_L , deux sont situés dans l'axe du cristallin, l'un appartenant au pôle antérieur $P_{ant}(x_{ant}; z_{ant})$ et l'autre au pôle postérieur $P_{post}(x_{post}; z_{post})$. Enfin, les deux autres points se situent au niveau de l'équateur, à l'intersection entre les deux segments, l'un à l'est P_{EQ_E} et l'autre à l'ouest P_{EQ_O} . Étant donné que les ondes US longitudinales se propagent plus rapidement dans le cristallin que dans le milieu environnant qui détermine la célérité du système d'imagerie, son segment postérieur apparaît déformé sur le B-scan conventionnel *i.e.* moins courbé et à une profondeur moindre par rapport à sa géométrie réelle. Ainsi, le point situé sur le pôle postérieur nous apparaît plus rapproché de la sonde qu'il ne l'est en réalité. Dans l'hypothèse où la normale de la sonde et l'axe du cristallin sont colinéaires ($x_{ant} = x_{post} = x_L$), la réfraction est par conséquent négligeable et la profondeur exacte z'_{post} du pôle postérieur s'obtient de l'équation 4.45.

$$z'_{post} = z_{ant} + \frac{c_L}{c_H}(z_{post} - z_{ant}) \quad (4.45)$$

où c_L est la célérité US dans le cristallin, et peut être connue à priori ou issue d'une mesure (cf. [van der Heijde et Weber, 1989a]), et c_H est la célérité US au sein de l'humeur aqueuse et du vitré.

Enfin, les deux arcs d'ellipses ξ_{ant} et ξ_{post} formant le contour du cristallin ζ_L sont obtenus en joignant les deux points équatoriaux P_{EQ_E} et P_{EQ_O} avec le pôle antérieur P_{ant} d'une part, et avec le pôle postérieur rectifié $P'_{post}(x_{post}; z'_{post})$, d'autre part.

Le centre Ω_L de l'ellipsoïde, ainsi définie, est déterminé comme centre des deux points équatoriaux P_{EQ_E} et P_{EQ_O} .

4.2.2 Émission focalisée adaptée

Une fois la géométrie et la position relative du cristallin identifiés, il est alors possible d'employer, pour un couple de célérité c_H et c_L , notre technique de lancer de rayon de type bending pour calculer les délais à appliquer à chaque élément actif pour un point focal $\Omega_f(x_f; z_f)$ donné.

Ainsi, pour chaque tir du balayage linéaire effectué avec la barrette, une émission adaptée pour focaliser en Ω_f en compensant les aberrations cristalliniennes est réalisée en appliquant à chaque élément émetteur le délai défini par Eq. 4.46.

$$\tau_{elem}(k) = \left| TOF_{E(k)\Omega_f} - \max_{k \in A_E} (TOF_{E(k)\Omega_f}) \right| \quad (4.46)$$

où le point $E(k)$ correspond au centre géométrique du $k^{\text{ème}}$ élément émetteur de l'ouverture émettrice A_E . Lorsque l'axe de la sonde et du cristallin sont colinéaires et que le balayage est linéaire, l'abscisse du point $E(k)$ est identique à celle de Ω_f .

Un exemple de délais adaptés en émission pour une ouverture A_E de 24 éléments et 105 tirs est donné figure 4.11, lorsque l'on considère un cristallin homogène ($c_L=1645$ m/s) positionné dans l'axe de la sonde et adoptant la géométrie de la forme non accommodée décrite dans le chapitre suivant.

4.2. IMPLÉMENTATION DE LA TECHNIQUE DE LANCER DE RAYON POUR LA CORRECTION DES ABERRATIONS CRISTALLINIENNES DANS LA RECONSTRUCTION D'IMAGE À L'AIDE D'UNE SONDE LINÉAIRE MULTI-ÉLÉMENTS

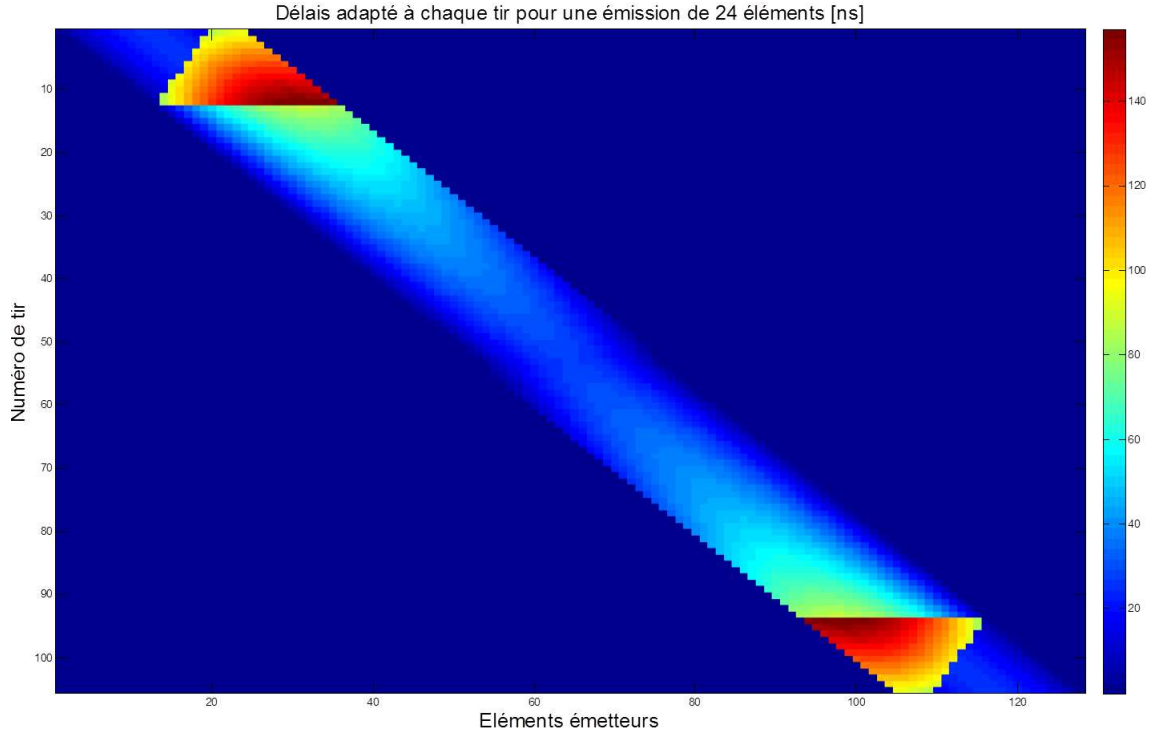


FIGURE 4.11 – Matrice d’émission montrant les délais adaptés, compensant à chaque tir les aberrations de phase cristalliniennes, pour focaliser en Ω_f de profondeur $z_f = 17$ mm avec une ouverture A_E de 24 éléments. La géométrie du contour ζ_L choisie correspond à celle du cristallin non accommodé décrit dans le chapitre suivant. Les célérités US pour c_H et c_L sont respectivement de 1532 m/s et 1645 m/s. Les délais les plus importants sont atteints pour les tirs initiaux et finaux, lorsque le faisceau émis est amené à traverser simultanément le cristallin et les humeurs qui l’environnent avant d’atteindre Ω_f .

La figure 4.12 suivante montre pour cinq tirs notables (premier, central, dernier et deux intermédiaires) les profils des retards appliqués aux éléments émetteurs, en comparaison une loi de retard parabolique conventionnelle (focalisation pour $c_H = 1532$ m/s).

4.2.3 Focalisation adaptée en réception

La formation de voie pour reconstruire un point $\Omega_f(x_f; z_f)$ de l’image en mode-B avec une focalisation adaptée en réception, s’effectue depuis les données RF acquises par la barrette US, en appliquant la sommation suivante (Eq. 4.47) :

$$S_{BF}(\Omega_f) = \sum_{k \in A_R} a_k \times S_{RF_{x_f, k}} \left(TOF_{E\Omega_f} + TOF_{R(k)\Omega_f} \right) \quad (4.47)$$

avec a_k le coefficient d’apodisation, $S_{RF_{x_f, k}}$ la ligne RF brute reçue par l’élément k de l’ouverture réceptrice A_R , lors de l’émission de centre x_f , $TOF_{E\Omega_f}$ le temps que met l’onde US émise pour atteindre le point à reconstruire Ω_f et $TOF_{R(k)\Omega_f}$ le temps de retour de l’onde vers l’élément récepteur k , de centre géométrique $R(k)$.

4.2. IMPLÉMENTATION DE LA TECHNIQUE DE LANCER DE RAYON POUR LA CORRECTION DES ABERRATIONS CRISTALLINIENNES DANS LA RECONSTRUCTION D'IMAGE À L'AIDE D'UNE SONDE LINÉAIRE MULTI-ÉLÉMENTS

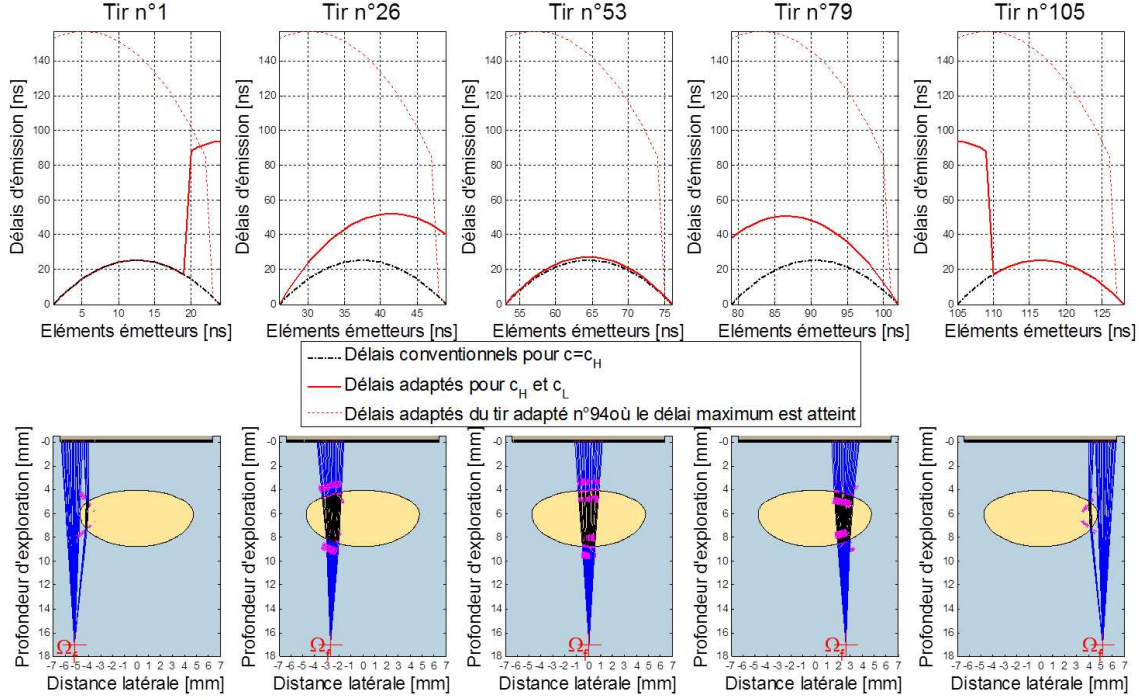


FIGURE 4.12 – Profils des délais adaptés (trait continu rouge) pour différents tirs, présentés sur la figure précédente (Fig. 4.11) accompagnés de l'illustration du lancer de rayon auquel ils correspondent. Les délais issus d'une loi de retard conventionnelle en milieu homogène (c_H) sont représentés pour permettre la comparaison (trait pointillé noir). Le point focal Ω_f est situé à 17 mm.

Le point E correspond ici au centre géométrique de l'ouverture émettrice A_E lorsque celle-ci génère un faisceau US qui n'est pas amenée à traverser simultanément le cristallin et les humeurs pour atteindre le point à reconstruire Ω_f . Dans le cas contraire, *i.e.* pour les points Ω_f situés au delà de la périphérie du cristallin, le point E correspond au centre géométrique de la sous-ouverture émettrice apportant le plus d'énergie acoustique en ces points. En effet, le chapitre 2 nous a montré que les faisceaux US sont susceptibles de se diviser à la périphérie du cristallin sous l'effet de la réfraction [Buschmann *et al.*, 1971]. Dans pareils cas, l'énergie émise se répartie suivant deux faisceaux, l'un traversant le cristallin et l'autre non, chacun atteignant donc le point à reconstruire Ω_f à un instant différent. On ne considère alors comme temps de propagation aller $TOF_{E\Omega_f}$, uniquement celui correspondant à la portion d'émission qui apporte le plus d'énergie en Ω_f .

Ainsi, il s'avère nécessaire de déterminer les énergies acoustiques \mathcal{E}_L et \mathcal{E}_H , apportées respectivement en Ω_f , par la portion de faisceau traversant le cristallin, et par celle qui ne se propage que dans les humeurs. Elles sont respectivement approximées, en négligeant les effets de diffraction, par les équations 4.48 et 4.49.

$$\mathcal{E}_H \propto \sum_{k \in A_{E,H}} \frac{(H_{element}(\theta_{E(k)}))^2}{\|\vec{E(k)\Omega_f}\|^2} \times e^{-2\|\vec{E(k)\Omega_f}\|(\alpha_H + j\frac{\pi}{\lambda_H})} \quad (4.48)$$

où α_H est le coefficient d'atténuation dans les humeurs exprimé à la fréquence de travail

4.2. IMPLÉMENTATION DE LA TECHNIQUE DE LANCER DE RAYON POUR LA CORRECTION DES ABERRATIONS CRISTALLINIENNES DANS LA RECONSTRUCTION D'IMAGE À L'AIDE D'UNE SONDE LINÉAIRE MULTI-ÉLÉMENTS

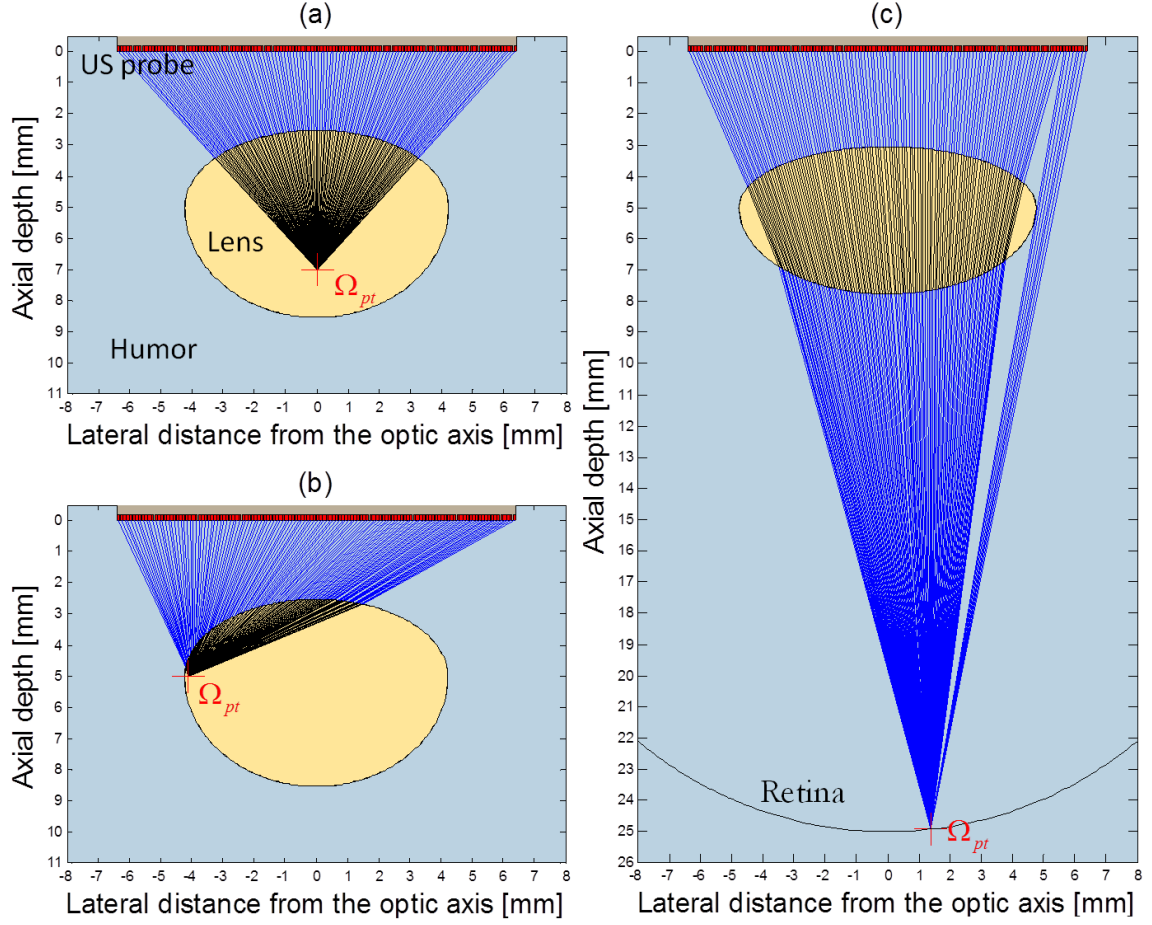


FIGURE 4.13 – Illustrations dépeignant l'influence de la position du point focal Ω_f *i.e.* dans le cristallin, sur son axe (a) ou au voisinage de l'équateur (b), ou sur la rétine, au niveau de la fovéa (c), sur les chemins le reliant aux éléments de la barrette US. Les célérités choisies pour c_H et c_L sont respectivement de 1532 m/s et 1645 m/s.

(20 MHz) en Neper/m, $H_{element}$ la fonction de directivité d'un élément de la barrette US (Eq. 3.16 du chapitre 3), et, $\theta_E(k)$ l'angle de départ du $k^{\text{ème}}$ élément émetteur de centre géométrique $E(k)$, appartenant à la sous-ouverture $A_{E,H}$, responsable de l'émission d'un front d'onde se propageant dans les humeurs uniquement.

où θ est l'angle par rapport à la normale de la surface d'un élément de la barrette US et λ_H la longueur d'onde dans l'humeur aqueuse et le vitré.

$$\mathcal{E}_L \propto T_{H \rightarrow L} \times T_{L \rightarrow H} \sum_{k \in A_{E,L}} \frac{(H_{element}(\theta_{E(k)}))^2}{(L_H(k) + L_L(k))^2} \times e^{-2 \left((\alpha_H + j \frac{\pi}{\lambda_H}) L_H(k) + (\alpha_L + j \frac{\pi}{\lambda_L}) L_L(k) \right)} \quad (4.49)$$

où $L_L(k) = \left\| \overrightarrow{M(k)M'(k)} \right\|$ et $L_H(k) = \left\| \overrightarrow{E(k)M(k)} \right\| + \left\| \overrightarrow{M'(k)\Omega_f} \right\|$ sont respectivement les distances parcourues dans le cristallin et dans les humeurs pour le chemin réfracté $\overrightarrow{E(k)\Omega_f}$, $A_{E,L}$ est la sous-ouverture responsable d'un front d'onde traversant le cristallin, $T_{H \rightarrow L}$ le

4.2. IMPLÉMENTATION DE LA TECHNIQUE DE LANCER DE RAYON POUR LA CORRECTION DES ABERRATIONS CRISTALLINIENNES DANS LA RECONSTRUCTION D'IMAGE À L'AIDE D'UNE SONDE LINÉAIRE MULTI-ÉLÉMENTS

coefficient de transmission acoustique énergétique à l'interface cristallin/humeur au point M (Eq. 4.50), $T_{L \rightarrow H}$ est le coefficient de transmission acoustique énergétique à l'interface humeur/cristallin au point M' (Eq. 4.50) et α_L le coefficient d'atténuation dans le cristallin exprimé à la fréquence de travail (20 MHz) en Neper/m. Précisons que les angles incidents aux points M et M' sont négligés dans le calcul des coefficients de transmission acoustique.

$$T_{H \rightarrow L} = \frac{4Z_H Z_L}{(Z_H + Z_L)^2} \quad (4.50)$$

Le calcul des énergies acoustiques \mathcal{E}_L et \mathcal{E}_H n'a lieu que lorsque le front d'onde émis par l'ouverture A_E a été amené à traverser simultanément le cristallin et les humeurs, avant d'atteindre le point Ω_f , phénomène ne se produisant qu'au delà de la périphérie cristallinienne. Dans une telle situation, le point E considéré sera alors le centre géométrique de la sous-ouverture $A_{E,H}$ si $\mathcal{E}_H > \mathcal{E}_L$ ou bien de la sous-ouverture $A_{E,L}$ dans le cas contraire.

La formation de faisceau et de voies, basée sur la technique de lancer de rayon de type bending pour corriger les aberrations de phases issues du cristallin, a été baptisée **CLAIFbC** (crystalline lens aberration integral Fermat-based correction).

4.2.3.1 Optimisation de l'initialisation x_0

Dans les reconstructions utilisant CLAIFbC présentées dans la troisième partie de cette thèse, la focalisation en réception s'effectue de façon dynamique pour toutes les profondeurs échantillonnées (focalisation continue), c'est à dire tous les $dz = c_H \times T_e/2$, soit tous les moins de $10 \mu m$. Avec un tel échantillonnage axial, la solution x^* pour un chemin réfracté entre un élément particulier de la sonde et un point focal Ω_f de profondeur Z_f sera très proche de celle existant pour ce même élément et un point focal de profondeur $Z_f + dz$. Ainsi, l'initialisation se fait avec, lorsqu'elle existe, la solution de la profondeur précédente pour un même élément considéré. Si elle n'existe pas, l'initialisation se fait avec x_{rect} , abscisse de la première intersection du segment $[AB]$ avec le contour du cristallin ζ_L (solution en l'absence de réfraction). D'une manière plus générale, l'initialisation doit se faire avec la solution de la configuration géométrique déjà calculée la plus proche du cas qui nous occupe. Notons que si l'axe du cristallin et de la sonde sont colinéaires, il existe alors une symétrie des solutions par rapport à l'axe du cristallin ; elles seront de signe opposé.

Les résultats typiques pour l'erreur angulaire Err_{ang} , la solution x^* et le nombre d'itérations lors de la reconstruction d'une portion de ligne échographique avec la technique CLAIFbC, sont reportés sur la figure 4.14. Dans l'exemple fournit, l'ouverture réceptrice est constituée de 88 éléments et reste constante avec la profondeur (choix arbitraire ne correspondant pas à l'utilisation en pratique). Les effets bénéfiques d'une initialisation optimisée y sont notables. La tolérance ϵ_{ang} , sur l'erreur angulaire Err_{ang} a été fixée à 0.5° , de même que dans les reconstructions du chapitre 5 et 6.

4.2. IMPLÉMENTATION DE LA TECHNIQUE DE LANCER DE RAYON POUR LA CORRECTION DES ABERRATIONS CRISTALLINIENNES DANS LA RECONSTRUCTION D'IMAGE À L'AIDE D'UNE SONDE LINÉAIRE MULTI-ÉLÉMENTS

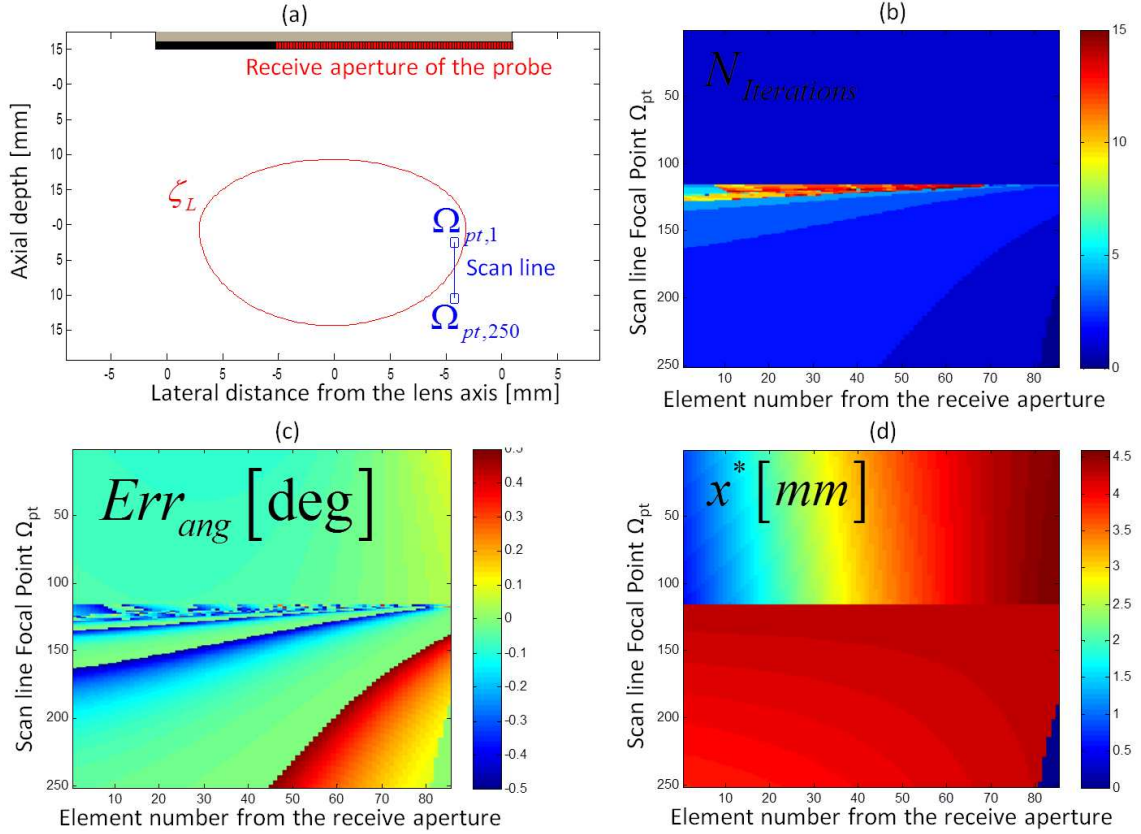


FIGURE 4.14 – Illustration des résultats typiques obtenus pour le nombre d'itération (b), la solution x^* sur l'arc arc_1 (d) et l'erreur angulaire Err_{ang} associée (c), lors de la reconstruction d'une portion de ligne échographique avec la technique CLAIFbC. Ces paramètres ont été obtenus à l'issue de la convergence de la méthode CLAIFbC lors de la détermination des temps de vol $TOF_{R(k)\Omega_{pt}}$ entre chaque élément k de l'ouverture réceptrice A_R et l'ensemble des points à reconstruire Ω_{pt} (ou point focal Ω_f en réception). Dans cet exemple, l'ouverture A_R comporte 88 éléments, pour chacun des 250 points Ω_{pt} de la ligne de scan représentée en bleu sur la figure (a). Cette dernière a été choisie de façon à permettre l'observation des trois situations géométriques possibles (*i.e.* $I_{[R(k)\Omega_{pt}]\cap\zeta_L}$ égal à 2, 1 ou 0). On peut ainsi apprécier le changement de point de départ du lancer de rayon au travers de la figure (d), passant de $R(k)$ à Ω_{pt} lorsque se produit le changement soudain de valeurs de x^* autour du 120^{ème} point à reconstruire. Le point de départ est en effet obligatoirement situé sur la sonde ($R(k)$) pour les premiers points à reconstruire, puisque qu'ils sont situés à l'intérieur du cristallin ($I_{[R(k)\Omega_{pt}]\cap\zeta_L} = 1$) et l'unique arc intersecté est ici l'arc antérieur). Pour les points suivants, la valeur de x^* , précédemment dispersée sur un intervalle de 0 à environ 4.5 mm, est alors comprise dans un intervalle beaucoup plus restreint autour de 4 mm (approximativement l'abscisse des points Ω_{pt}), car $I_{[R(k)\Omega_{pt}]\cap\zeta_L} = 2$ et le lancer de rayon débute alors du point Ω_{pt} . Pour les rayons n'intersectant pas le cristallin ($I_{[R(k)\Omega_{pt}]\cap\zeta_L} = 0$), l'abscisse de x^* a été arbitrairement fixée à 0 ; on peut le constater sur les derniers éléments de A_R , pour les derniers points reconstruits.

4.3 Extension de la technique développée à la prise en compte de l'inhomogénéité de la célérité US dans le cristallin

4.3.1 Principe : Un cristallin équivalent pour chaque chemin envisagé

Nous avons considéré jusqu'ici que la célérité US au sein du cristallin était uniforme et égale à 1645 m/s. Dans le chapitre 2, nous avons pu voir avec les travaux de De Korte *et al.* [De Korte *et al.*, 1994b] que cette hypothèse était quelque peu simplificatrice : la célérité US est en réalité plus importante et relativement uniforme au sein du noyau, puis décroît graduellement en périphérie, jusqu'à atteindre une célérité proche de celle de l'humeur aqueuse et du vitré qui l'entourent. Rappelons qu'au sein du noyau, la célérité US peut atteindre une valeur dépassant la célérité moyenne dans l'axe du cristallin (1645 m/s) d'environ 50 m/s.

Bien que l'hypothèse d'homogénéité reste plausible - elle est faite en optique, où les gradient d'indices correspondent à des variations de célérité plus importantes - il nous a paru opportun de considérer son hétérogénéité en s'appuyant sur les données recueillies par De Korte *et al.* sur cristallins humains et porcins.

Avant de nous pencher sur la détermination d'une cartographie de la célérité US cristallinienne à partir de ces données, précisons d'abord comment il est possible de prendre en compte l'hétérogénéité du cristallin, sans changer le fonctionnement de notre technique de lancer de rayon. Au premier abord, notre technique de lancer de rayon ne paraît pas compatible avec l'emploi d'un modèle de cristallin hétérogène. En effet, la réfraction ne peut-être déterminée qu'à l'interface entre le contour du cristallin ζ_L et les tissus oculaires environnants, pour un rapport de célérité μ donné. Or, considérer l'inhomogénéité du cristallin implique, en théorie, de déterminer la réfraction ayant lieu à chaque changement local de la célérité US. Afin de considérer l'hétérogénéité du cristallin, tout en conservant la technique de lancer de rayon développée, nous avons émis l'hypothèse suivante : la durée du chemin réfracté théorique, au sein d'un cristallin hétérogène, est peu différente de celle du chemin réfracté par un cristallin homogène équivalent de célérité $\widehat{c}_L(P_{elem}; \Omega_f)$. Cette célérité $\widehat{c}_L(P_{elem}; \Omega_f)$ correspond à la célérité moyenne au sein de la portion de cristallin traversée $L_{L,rect}$ par le rayon rectiligne - la réfraction est négligée - liant le point P_{elem} (centre géométrique d'un élément de la barrette US) au point Ω_f (point focal d'émission ou point à reconstruire en réception) et s'exprime de façon formelle par l'expression 4.51 suivante :

$$\widehat{c}_L(P_{elem}; \Omega_f) = \frac{1}{L_{L,rect}} \int_{L_{L,rect}} c_L(s) ds$$

$$\text{avec } L_{L,rect} = \begin{cases} \left\| \overrightarrow{M_{rect}\Omega_f} \right\| & \text{si } \text{card}([P_{elem}\Omega_f] \cap \zeta_L) = 1 \\ \left\| \overrightarrow{M_{rect}M'_{rect}} \right\| & \text{si } \text{card}([P_{elem}\Omega_f] \cap \zeta_L) = 2 \end{cases} \quad (4.51)$$

où P_{elem} correspond au centre géométrique d'un élément de la barrette US, Ω_f le point focal, $\widehat{c}_L(P_{elem}; \Omega_f)$ la célérité US moyenne le long de $L_{L,rect}$, la portion du segment $[P_{elem}\Omega_f]$ traversant le cristallin, s l'abscisse curviligne le long de cette portion, M_{rect} le premier point d'intersection de $[P_{elem}\Omega_f]$ avec ζ_L , et M'_{rect} son éventuel second point d'intersection.

En pratique, cette célérité moyenne se calcule de façon discrète (Eq. 4.52) pour une

4.3. EXTENSION DE LA TECHNIQUE DÉVELOPPÉE À LA PRISE EN COMPTE DE L'INHOMOGENÉITÉ DE LA CÉLÉRITÉ US DANS LE CRISTALLIN

configuration de points $(P_{elem}; \Omega_f)$ et une cartographie 2D de la célérité cristallinienne donnés.

$$\widehat{c_L}(P_{elem}; \Omega_f) \doteq \frac{1}{N_{pts}} \sum_{k: P_k(x_k; z_k) \in L_{l, rect}} c_L(x_k; z_k) \quad (4.52)$$

où N_{pts} est le nombre de points $P_k(x_k; z_k)$ de la cartographie 2D discrète de la célérité cristallinienne appartenant au segment $L_{H, rect}$.

Ainsi, pour chaque chemin $\widehat{P_{elem}\Omega_f}$ envisagé, un cristallin homogène équivalent est considéré. Sa géométrie est identique à ζ_L mais sa célérité correspond à la célérité moyenne de la portion du rayon non réfracté $[P_{elem}\Omega_f]$ qui traverse le cristallin.

4.3.2 Définition de la carte de célérité 2D du cristallin hétérogène

La carte de célérité 2D du cristallin hétérogène s'appuie sur les mesures de caractérisations acoustiques réalisées par De Korte *et al.* sur une batterie de tranches de cristallin humains ($n = 13$) et porcins ($n = 10$) [De Korte *et al.*, 1994b]. Ces tranches de 1 mm d'épaisseur ont été effectuées le long de l'axe antéro-postérieur, dans le plan traditionnel d'imagerie transcornéenne axiale en mode-B (cf. Fig. 2.3 du chapitre 2).

Des mesures pratiquées sur ces tranches, De Korte *et al.* ont pu extraire les profils de célérité US axial et transverse dans le cristallin. Ce sont les valeurs moyennes de ces profils qui ont servi de base pour les définitions suivantes.

4.3.2.1 Définition d'un profil asymétrique de célérité US dans l'axe antéro-postérieur $c_L(x_L; z)$

De Korte *et al.* ont remarqué que la célérité US atteint son maximum, le long de l'axe antéro-postérieur du cristallin, à la jonction des segments antérieur et postérieur *i.e.* au point $\Omega_L(x_L; z_L)$, et suit de part et d'autre une décroissance parabolique, jusqu'à atteindre la célérité c_H au niveau des pôles antérieur $P_{ant}(x_L; z_A)$ et postérieur $P_{post}(x_L; z_P)$. Cette observation est valable pour les deux espèces qu'ils ont étudiées *i.e.* l'homme et le porc.

Afin de respecter un tel modèle, nous avons décidé de définir la célérité le long de l'axe antéro-postérieur par deux paraboles, l'une pour le côté antérieur $c_A(z) = a_{ant}z^2 + b_{ant}z + c_{ant}$ et l'autre pour le côté postérieur $c_P(z) = a_{post}z^2 + b_{post}z + c_{post}$, de sommet commun c_{max} en z_L et de célérité égale à c_H au niveau des pôles. Le profil de célérité US asymétrique ainsi formé par $c_A(z)$ de z_A à z_L puis $c_P(z)$ de z_L à z_P doit équivaloir à la célérité moyenne le long de l'axe antéro-postérieur, $\widehat{c_L}$.

La détermination des coefficients des polynômes du second degré c_A et c_P nous amène à résoudre les systèmes (S_{ant}) et (S_{post}) suivants :

$$(S_{ant}) \begin{cases} c_A(z_A) = c_H \\ c_A(z_L) = c_{max} \\ c_A(2z_L - z_A) = c_H \end{cases} \quad \text{et} \quad (S_{post}) \begin{cases} c_P(2z_P - z_L) = c_H \\ c_P(z_L) = c_{max} \\ c_P(z_P) = c_H \end{cases} \quad (4.53)$$

où $z_A = z_L - e_{ant}$ et $z_P = z_L + e_{post}$

4.3. EXTENSION DE LA TECHNIQUE DÉVELOPPÉE À LA PRISE EN COMPTE DE L'INHOMOGÉNÉITÉ DE LA CÉLÉRITÉ US DANS LE CRISTALLIN

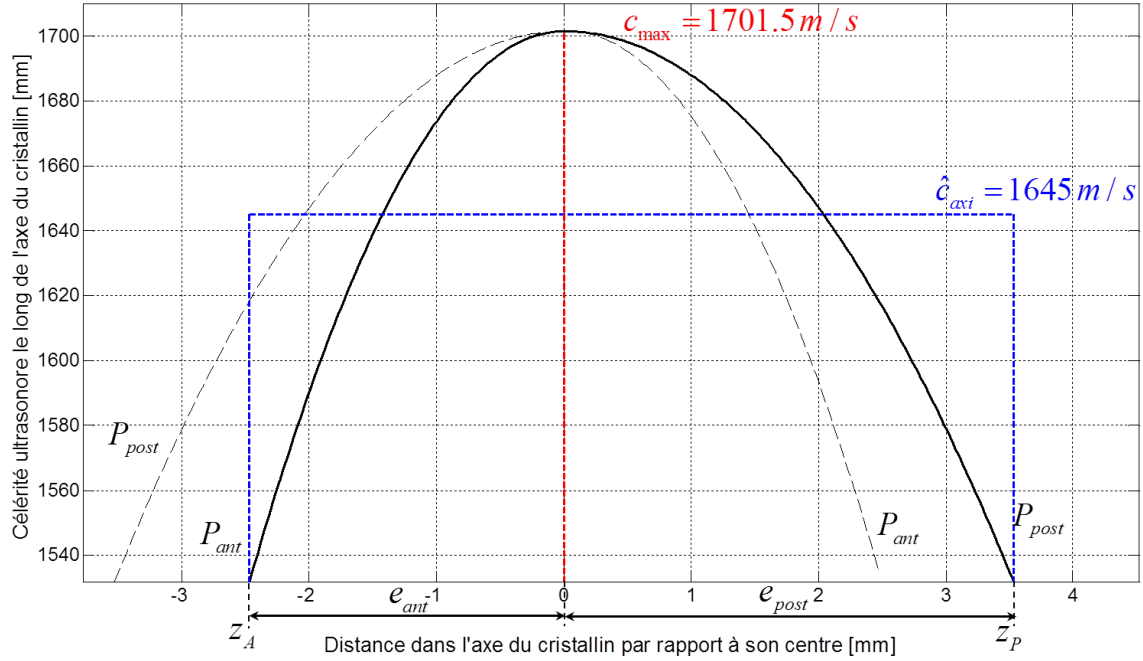


FIGURE 4.15 – Profil axial asymétrique de la célérité US au sein du cristallin hétérogène $c_L(x_L; z)$ (trait plein noir) défini par les deux polynômes c_A et c_P de sommet commun c_{max} tel que la célérité moyenne de z_A à z_P soit égale à $\widehat{c}_L = 1645$ m/s pour une vitesse environnante égale à $c_H = 1532$ m/s.

Les coefficients a_{ant} , b_{ant} et c_{ant} du polynôme c_A sont déterminés en appliquant la méthode du pivot de Gauss au système (S_{ant}) :

$$(S_{ant}) \Leftrightarrow \begin{cases} a_{ant} = \frac{-1}{(z_L - z_A)^2} (c_{max} - c_H) = K_{a_{ant}} (c_{max} - c_H) \\ b_{ant} = \frac{2z_L}{(z_L - z_A)^2} (c_{max} - c_H) = K_{b_{ant}} (c_{max} - c_H) \\ c_{ant} = c_H - \frac{z_A(2z_L - z_A)}{(z_L - z_A)^2} (c_{max} - c_H) = K_{c_{ant}} (c_{max} - c_H) \end{cases} \quad (4.54)$$

En remplaçant z_A par z_P , on obtient par analogie les coefficients de $c_P(z)$ suivants :

$$(S_{post}) \Leftrightarrow \begin{cases} a_{post} = \frac{-1}{(z_L - z_A)^2} (c_{max} - c_H) = K_{a_{post}} (c_{max} - c_H) \\ b_{post} = \frac{2z_L}{(z_L - z_A)^2} (c_{max} - c_H) = K_{b_{post}} (c_{max} - c_H) \\ c_{post} = c_H - \frac{z_A(2z_L - z_A)}{(z_L - z_A)^2} (c_{max} - c_H) = K_{c_{post}} (c_{max} - c_H) \end{cases} \quad (4.55)$$

La célérité c_{max} s'obtient de l'expression de ces deux polynômes, c_A et c_P , en résolvant l'équation suivante :

$$\frac{1}{z_P - z_A} \left[\int_{z_A}^{z_L} c_A(z) dz + \int_{z_L}^{z_P} c_P(z) dz \right] = \widehat{c}_L \quad (4.56)$$

Cette équation conditionne c_{max} de façon à ce que la valeur moyenne du profil de célérité axial asymétrique défini par c_A et c_P soit égale à \widehat{c}_L .

4.3. EXTENSION DE LA TECHNIQUE DÉVELOPPÉE À LA PRISE EN COMPTE DE L'INHOMOGÉNÉITÉ DE LA CÉLÉRITÉ US DANS LE CRISTALLIN

La valeur de c_{max} est ainsi déduite de l'équation 4.56 en fonction de c_H et \widehat{c}_L :

$$c_{max} = c_H + \frac{z_P - z_A}{\gamma(c_A; c_P)} (\widehat{c}_L - c_H) \quad (4.57)$$

où $\gamma(c_A; c_P) = \frac{K_{a_{ant}}}{3} (z_L^3 - z_A^3) - \frac{K_{a_{post}}}{3} (z_L^3 - z_P^3) + \frac{K_{a_{ant}}}{2} (z_L^2 - z_A^2) - \frac{K_{a_{post}}}{2} (z_L^2 - z_P^2) + K_{a_{ant}} (z_L - z_A) - K_{a_{post}} (z_L - z_P)$.

Une fois la célérité c_{max} déterminée en fonction de \widehat{c}_L et c_H , la célérité $c_L(x_L, z)$ le long de l'axe du cristallin s'exprime alors en fonction de z par :

$$c_L(x_L, z) = \begin{cases} c_A(z) & \text{pour } z_A \leq z < z_L \\ c_P(z) & \text{pour } z_L \leq z < z_P \end{cases} \quad (4.58)$$

4.3.2.2 Détermination du profil transverse de célérité $c_L(x; z_L)$

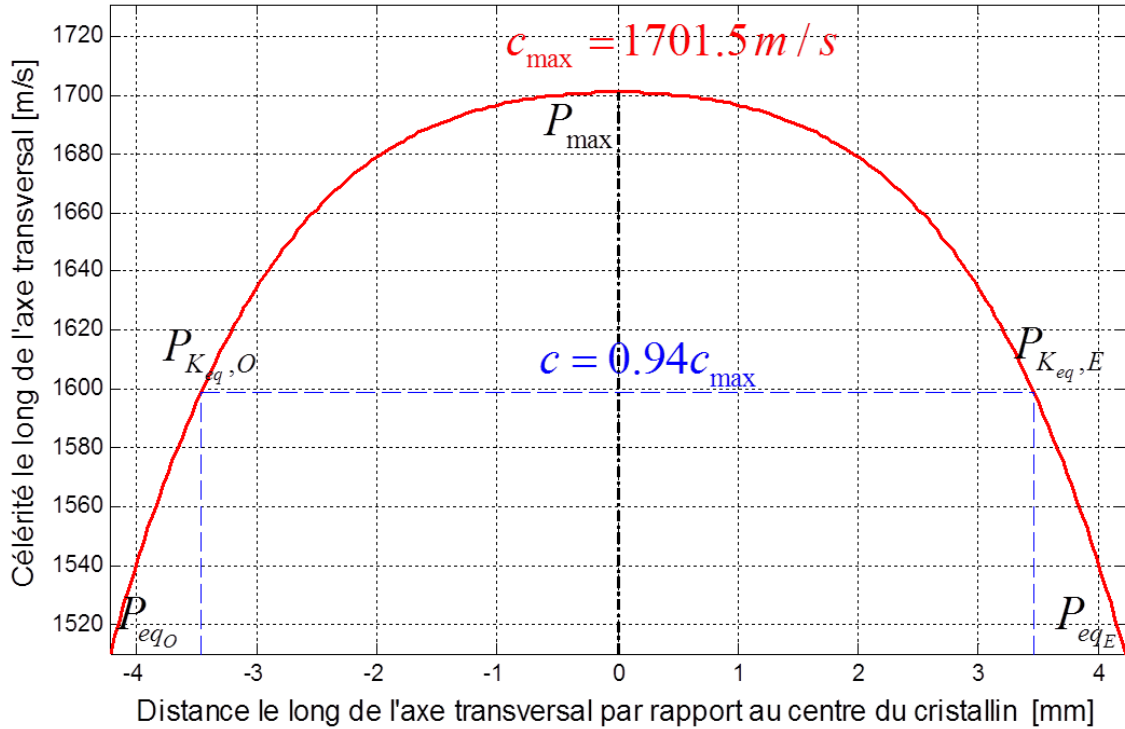


FIGURE 4.16 – Profil transverse de la célérité US au sein du cristallin hétérogène $c_L(x; z_L)$ défini par interpolation de Lagrange des points $P_{eqO}(x_L - e_{eq}; c_H)$, $P_{K_{eq}, O}(x_L - K_{eq}e_{eq}; 0.94c_{max})$, $P_{max}(x_L; c_{max})$, $P_{K_{eq}, E}(x_L + K_{eq}e_{eq}; 0.94c_{max})$ et $P_{eqE}(x_L + e_{eq}; c_H)$. Le sommet commun c_{max} est défini relativement à une célérité moyenne dans l'axe antéro-postérieur à $\widehat{c}_L = 1645$ m/s pour une célérité environnante égale à $c_H = 1532$ m/s. Le paramètre K_{eq} est égal à 0.8 dans cet exemple.

Le profil latéral de célérité au sein du cristallin à la profondeur z_L est symétrique par rapport à l'axe antéro-postérieur et déterminé par interpolation de Lagrange de cinq

4.3. EXTENSION DE LA TECHNIQUE DÉVELOPPÉE À LA PRISE EN COMPTE DE L'INHOMOGÉNÉITÉ DE LA CÉLÉRITÉ US DANS LE CRISTALLIN

points particuliers. Les points $P_{eq,O}$ et $P_{eq,E}$ sont les points équatoriaux de ζ_L auxquels on attribue la célérité du milieu environnant c_H . Le point P_{max} correspond au sommet du profil en x_L et vaut donc c_{max} . Enfin, les deux points $P_{K_{eq},O}$ et $P_{K_{eq},E}$ ont été introduits dans l'interpolation pour satisfaire aux observations de De Korte *et al.* et permettre une modulabilité du profil transverse au regard de l'espèce animale considérée. En effet, l'étude [De Korte *et al.*, 1994b] a montré en comparant les mesures effectuées sur des cochons et des humains que le profil transverse, contrairement au profil axial, varie significativement d'une espèce à l'autre. De leurs mesures on remarque que le profil transverse de célérité atteint une valeur correspondant à 94% de c_{max} , à environ $\frac{4}{5}$ ème de e_{eq} chez l'homme et $\frac{3}{5}$ ème de e_{eq} chez le cochon. Nous avons donc introduit un paramètre K_{eq} dans la définition du profil transverse correspondant à la fraction de demi-grand axe e_{eq} pour laquelle les 94% de c_{max} sont atteints. L'interpolation de Lagrange est donc appliquée aux cinq points suivants : $P_{eq,O}(x_L - e_{eq}; c_H)$, $P_{K_{eq},O}(x_L - K_{eq}e_{eq}; 0.94c_{max})$, $P_{max}(x_L; c_{max})$, $P_{K_{eq},E}(x_L + K_{eq}e_{eq}; 0.94c_{max})$ et $P_{eq,E}(x_L + e_{eq}; c_H)$.

L'expression de profil transverse de célérité US au sein du cristallin hétérogène s'exprime donc le long des x par :

$$c_L(x; z_L) = \sum_{j=0}^4 c_{P_j} l_j(x) \quad (4.59)$$

avec c_{P_j} , la célérité US du point considéré P_j et $l_j(x) = \prod_{j=0, j \neq i}^4 \frac{x - x_{P_j}}{x_{P_i} - x_{P_j}}$, les multiplicateurs de Lagrange.

4.3.2.3 Obtention de la carte de célérité 2D à partir des profils axial et transverse

La carte de la célérité discrétisée en 2D au sein du cristallin pour un maillage de taille $(N_z \times N_x)$ s'obtient à partir du profil transverse. En effet, celui-ci sert de base pour la définition du profil axial pour toutes les abscisses x_{map} du cristallin discrétisé. Le profil transverse fournit en effet le sommet $c_{max} = c_L(x_{map}; z_L)$ qui va nous permettre de définir pour chaque x_{map} un profil axial satisfaisant les systèmes (S_{ant}) et (S_{post}) .

La résolution du maillage doit être uniforme (N_z et N_x tels que $dx = dz$).

Influence de la résolution du maillage La figure 4.18 montre en quoi la résolution du maillage influe sur la précision de l'estimation de la célérité US le long d'un segment donné. On observe qu'un échantillonnage tel que $dz = dx = 162.8 \mu m$ est suffisant pour obtenir une bonne précision (célérité moyenne dans l'axe $\widehat{c}_L(x_L, z)$ mesurée à 1644 m/s pour 1645 m/s demandé). En pratique (cf. chapitre 5 et 6) la taille du maillage est définie de façon à être égale à la résolution axiale des acquisitions RF.

Différences réfractives sur les rayons axiaux entre cristallin hétérogène et cristallin homogène équivalent La différence obtenue pour les chemins réfractés selon que l'on considère ou non l'hétérogénéité de la célérité US au sein du cristallin est illustrée figure 4.19. Les points A et B choisis dans cet exemple sont tous de même abscisse. On remarque la diminution des effets réfractifs au niveau de l'équateur du cristallin, lorsque l'on considère son hétérogénéité.

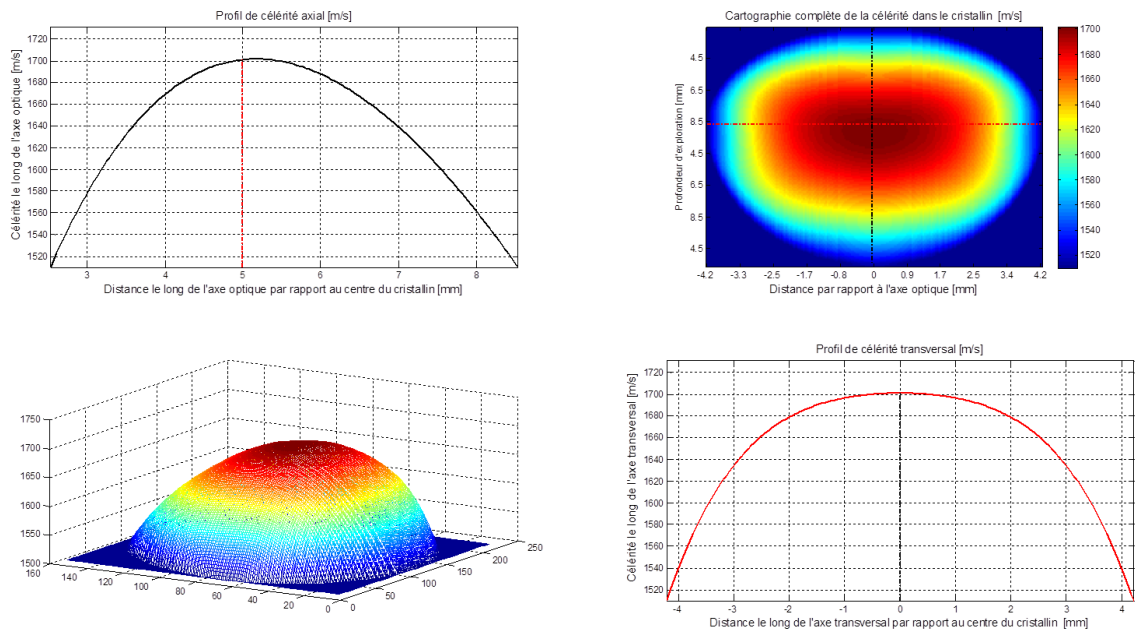


FIGURE 4.17 – Cartographie 2D de la célérité US au sein du cristallin pour un maillage 616×1241 (Fig. en haut à droite). Le contour ζ_L est représenté conformément à la géométrie d'un cristallin adulte non accommodé (voir chapitre 5). La carte de célérité est définie par $c_H = 1532$ m/s dans les humeurs et $\widehat{c}_L(x_L, z) = 1645$ m/s soit $c_{max} = 1701.5$ m/s d'après Eq. 4.57. Les profils de célérité axial et transverse associés sont représentés respectivement par les courbes noire et rouge. Une représentation 3D de la célérité est donnée par la figure en bas à gauche.

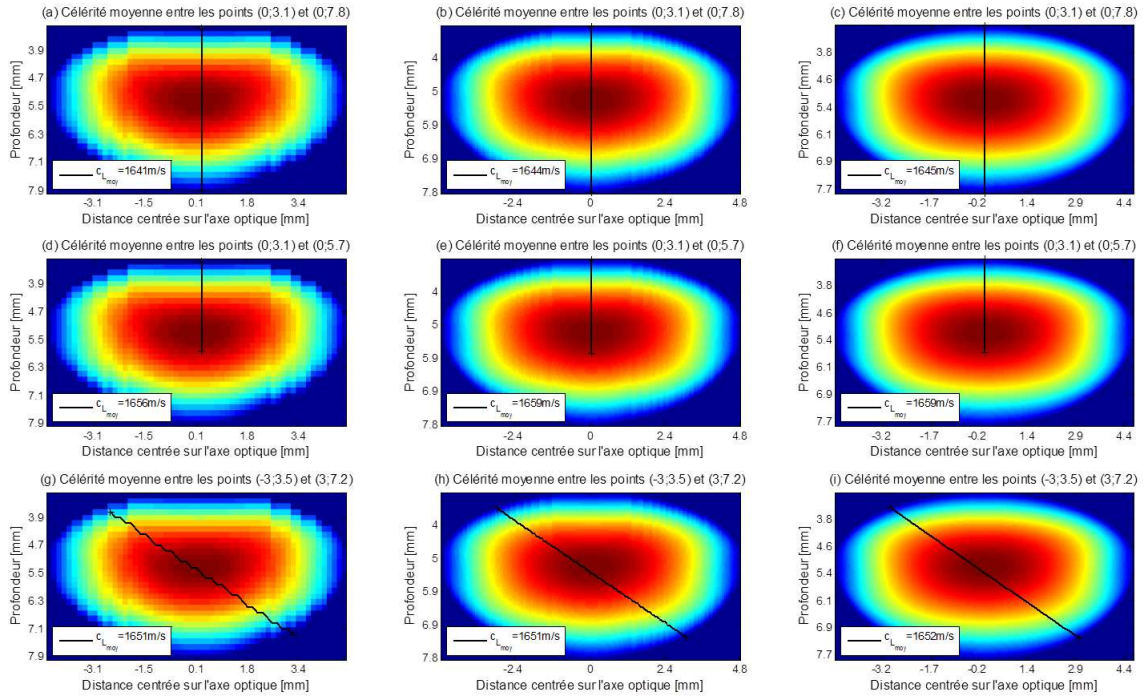
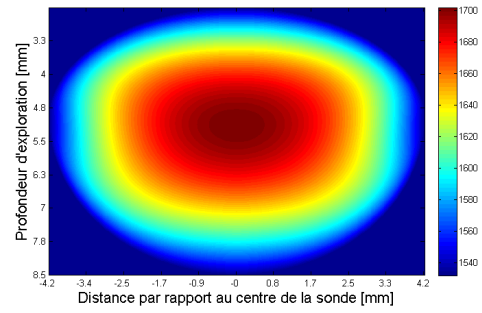


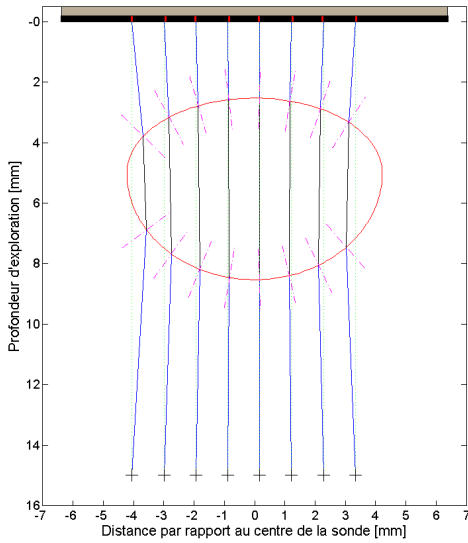
FIGURE 4.18 – Influence du maillage sur la précision de la mesure de la célérité moyenne le long d'un segment donné. Le contour ζ_L définit la géométrie d'un cristallin adulte non accommodé (voir chapitre 5). La carte de célérité est définie par $c_H = 1532$ m/s dans les humeurs et $\widehat{c}_L(x_L, z) = 1645$ m/s soit $c_{max} = 1701.5$ m/s d'après Eq. 4.57. Trois maillages sont comparés : 30×59 soit $dz = dx = 162.8 \mu m$ (a, d et g), 100×200 soit $dz = dx = 47.7 \mu m$ (b, e et h), et enfin 616×1241 soit $dz = dx = 7.7 \mu m$ (c, f et i). Les figures (a), (b) et (c) permettent d'apprécier la fidélité à la valeur de \widehat{c}_L choisie.



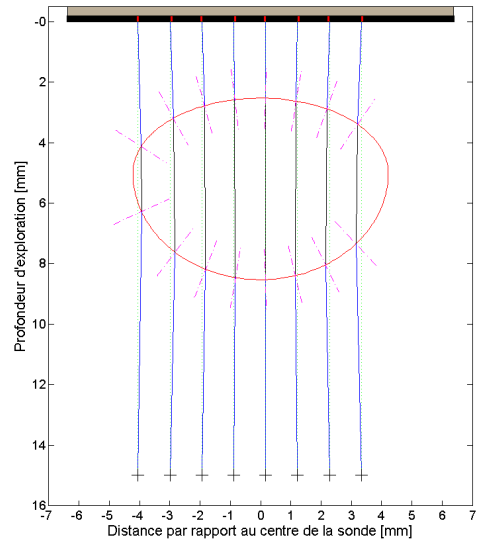
(a) Cartographie de la célérité US pour un cristallin homogène avec $c_L = 1645$ m/s.



(b) Cartographie de la célérité US pour un cristallin hétérogène de célérité axiale moyenne $c_L = 1645$ m/s.



(c) Exemple de chemins réfractés pour le cristallin homogène ci-dessus



(d) Exemple de chemins réfractés pour le cristallin hétérogène ci-dessus.

FIGURE 4.19 – Illustration comparative des différences d'effets réfractifs selon que l'on considère ou non l'hétérogénéité de la célérité US au sein du cristallin. La normale aux points d'intersections des rayons avec le contour ζ_L est représentée par le trait discontinu magenta. L'échelle de couleur choisie pour la célérité US du cristallin est commune aux deux cartographies.

Troisième partie

Validation expérimentale *in vitro* et premiers résultats *ex vivo*

Cette troisième et dernière partie regroupe les résultats expérimentaux dans lesquels la technique CLAIFbC est testée, d'abord *in vitro* puis *ex vivo*, à l'aide d'une sonde linéaire mutli-éléments ultrasonore haute fréquence (128 éléments à 20 MHz). Dans chaque expérience, la reconstruction d'image US basée sur CLAIFbC est confrontée à la reconstruction conventionnelle ainsi qu'à une reconstruction également adaptée pour corriger les aberrations cristalliniennes, mais en omettant les effets réfractifs : CLAPC (Cristalline Phase Aberration Partial Correction).

Les expérimentations *in vitro*, décrites dans le chapitre 5, ont pour vocation principale de valider, au moyen d'un fantôme bi-phasique du milieu intraoculaire, l'efficacité et la pertinence de CLAIFbC. L'impact de l'état accommodatif du cristallin est investigué en étudiant ses deux formes extrêmes, *i.e.* accommodée et désaccommodée. Une analyse quantitative, *via* un fantôme de fils, des critères de qualité des B-scans obtenus au moyen des différentes techniques de reconstruction testée permet d'apprécier les performances de CLAIFbC et son intérêt par rapport aux techniques CLAPC et conventionnelles. Les dégradations en termes de résolution et de fidélité spatiale que l'on observe sur les B-scans conventionnels permettent également de mieux cerner les conséquences néfastes des aberrations cristalliniennes, dans le cadre de l'emploi d'une sonde linéaire multi-élément et haute fréquence.

Enfin, les premiers résultats *ex vivo* à l'aide de la technique CLAIFbC, toujours en confrontation avec les deux autres techniques de reconstruction sont présentés. Tout d'abord une analyse quantitative, analogue à celle effectuée *in vitro*, est réalisée sur un cristallin porcin isolé. Ensuite, les premiers résultats *ex vivo* sur yeux humains sont exposés, au travers de deux expérimentations, l'une sur un œil sain et l'autre sur un œil doté d'un implant, suite à une opération de la cataracte. Ce chapitre se conclut en évoquant les pistes d'améliorations potentielles de la technique CLAIFbC ainsi que les perspectives cliniques envisageables à court et moyen terme.

Validation expérimentale in vitro de la reconstruction adaptée CLAIFbC

Afin de pouvoir évaluer et valider la méthode CLAIFbC, il est nécessaire de l'expérimenter au sein d'un milieu où l'ensemble des propriétés acoustiques sont connues, en particulier la célérité US au sein de l'élément aberrateur qui nous intéresse, le cristallin, connue pour varier significativement d'un individu à l'autre (± 50 m/s [van der Heijde et Weber, 1989a]) sous l'effet du vieillissement [Strenk *et al.*, 1999] ou de pathologies [Glasser et Campbell, 1998]. La réalisation d'un fantôme du milieu oculaire, objet de la première partie de ce chapitre, s'est donc naturellement imposée pour apprécier objectivement les effets aberrateurs du cristallin lors de l'emploi de barrette US HF, d'une part, et la capacité de notre méthode d'imagerie US à les corriger, d'autre part.

Grâce à l'emploi d'un cristallin synthétique amovible, les deux formes extrêmes qu'emprunte le cristallin lors de l'accommodation, *i.e.* accommodée et désaccommodée ou relâchée, sont investiguées. Le protocole expérimental mis en place à cet effet, décrit dans la seconde partie de ce chapitre, permet pour chacune de ces deux formes, la confrontation de CLAIFbC à la reconstruction conventionnelle ainsi qu'à une reconstruction adaptée négligeant les effets de la réfraction (CLAPC). S'ensuit la présentation des résultats associés, dans lesquels figurent une étude quantitative de la résolution et la fidélité spatiale et du contraste, pour chacune des techniques de reconstruction, effectuée à l'aide d'un fantôme de fil en de nombreux points d'intérêts pour l'imagerie US oculaire. Les effets aberrateurs des formes accommodées et désaccommodées du cristallin sur la reconstruction conventionnelle sont ensuite discutés ainsi que les apports respectifs des reconstructions adaptées CLAIFbC et CLAPC pour l'échographie oculaire au moyen de barrette US linéaire HF.

Sommaire

5.1	Réalisation d'un fantôme bi-phasique du milieu intra-oculaire	156
5.1.1	Choix des matériaux	157
5.1.2	Réalisation des moules pour cristallin synthétique	159
5.1.2.1	Définition des formes accommodée et non-accommodée	159
5.1.2.2	Fabrication des moules α et Ω	160
5.1.3	Caractérisation acoustique HF de la turpentine et de la gélatine à 15% en fonction de la température	163
5.1.3.1	Matériel et méthode	163
5.1.3.2	Célérité US mesurée	166
5.1.3.3	Atténuation US mesurée	167

5.1. RÉALISATION D'UN FANTÔME BI-PHASIQUE DU MILIEU INTRA-OCULAIRE

5.2	Protocole expérimental pour l'imagerie échographique du fantôme intra-oculaire	169
5.2.1	Un fantôme de fil pour quantifier la résolution à 20 MHz	169
5.2.2	Protocole expérimental d'imagerie US	170
5.2.3	Recueil des signaux RF, formation de faisceau en émission et de voies en réception	172
5.2.3.1	Précisions sur la reconstruction CLAPC	174
5.2.4	Traitement appliqué aux images échographiques pour l'analyse quantitative	175
5.3	Résultats expérimentaux des reconstructions conventionnelle, CLAPC et CLAIFbC	177
5.3.1	Résultats qualitatifs sur formes cristalliniennes accommodées et non-accommodées	177
5.3.2	Analyse quantitative de la résolution et de la fidélité spatiale	180
5.4	Analyse des résultats quantitatifs et discussion	187
5.4.1	Appréciation générale des B-scans obtenus au travers des cristallins synthétiques	187
5.4.1.1	Artéfacts	187
5.4.1.2	Distorsions spatiales	188
5.4.2	Fidélité spatiale	188
5.4.2.1	Des réflecteurs ponctuels dans l'ombre acoustique des cristallins synthétiques	188
5.4.2.2	Du contour des cristallins synthétiques	189
5.4.3	Résolution spatiale	190
5.4.4	Contraste	190
5.4.5	Impact de la forme du cristallin sur les B-scans	192
5.4.6	Remarque sur les performances de la technique CLAIFbC en terme de convergence	193
5.5	Étude et résultats complémentaires	193
5.5.1	Effets du F-number en réception	193
5.5.2	Reconstructions conventionnelle, CLAPC et CLAIFbC issues d'une émission conventionnelle	197
5.6	Conclusion	199

5.1 Réalisation d'un fantôme bi-phasique du milieu intra-oculaire

Le fantôme que nous avons réalisé pour sa validation expérimentale s'inscrit dans cette représentation bi-phasique du milieu intra-oculaire, l'objectif étant de reproduire le rapport de célérité existant entre le cristallin ($\sim \frac{1}{10}$ ^{ème} du volume oculaire) et les humeurs qui l'environnent ($\sim \frac{1}{10}$ ^{ème} d'humeur aqueuse et $\sim \frac{8}{10}$ ^{ème} de vitré). Cette partie décrit comment le couple de matériaux pour représenter le cristallin et les humeurs a été sélectionné, puis le procédé de moulage utilisé pour synthétiser deux cristallins adoptant les formes accommodées et désaccommodées d'un adulte sain.

5.1.1 Choix des matériaux

Le choix des matériaux pour représenter le cristallin et les humeurs n'a pas été guidé par le souci d'approcher précisément les caractéristiques acoustiques *in vivo* (célérité, atténuation et impédance) mais par celui de pouvoir reproduire et observer les effets aberrateurs qui existent à l'interface entre ces tissus. C'est donc le rapport de célérité *in vivo* $\mu_{L/H}$ i.e. $\sim 110\%$, que nous nous sommes attachés à reproduire. De plus, l'atténuation dans les deux milieux devait être suffisamment raisonnable pour d'une part permettre une profondeur d'exploration satisfaisante au regard de la pratique ultrasonographique oculaire et d'autre part laisser les effets aberrateurs prédominer dans la dégradation des B-scans.

À ces considérations acoustiques s'ajoutent des contraintes mécaniques et physico-chimiques :

- Le matériau du cristallin synthétique doit être propice au moulage.
- Il ne doit pas y avoir de miscibilité ni d'interactions chimiques entre les deux matériaux.

Pour synthétiser le cristallin, il nous faut donc un matériau que l'on puisse couler et capable par la suite de conserver une forme donnée, de préférence dans des conditions normales de température et de pression. Aussi, notre choix s'est d'abord porté vers le silicone, matériau dont la fabrication débute par une phase liquide et visqueuse avant sa polymérisation à température ambiante. La célérité des ondes longitudinales dans le silicone, comprise entre 970 m/s et 1050 m/s environ, implique de trouver un matériau de célérité avoisinant les 900 m/s pour représenter les humeurs. Les candidats potentiels sont alors :

- l'argon : 926 m/s à -185°C
- l'oxygène liquide : 900 m/s à -182°C
- le césium : 967 m/s à 28.5°C
- le tetrachlorure de carbone : 900 m/s à 25°C

De tels matériaux, rares, toxiques ou bien inutilisables sans de lourds protocoles expérimentaux ne sont pas envisageables en pratique.

Nous nous sommes alors orientés vers la gélatine, matériau économique issu de l'industrie agroalimentaire et présentant une particularité acoustique intéressante : la célérité des US varie significativement en fonction de sa concentration. A 20°C , elle passe de 1480 m/s pour une concentration de 0.5% à 1620 m/s pour une concentration de 30%, comme en attestent les mesures effectuées par Parker et al.[Parker et Povey, 2012] (voir Fig. 5.1).

Deux liquides sont alors susceptibles d'apporter le rapport de célérité souhaité avec le cristallin synthétique : l'huile minérale et la turpentine, de célérités US respectives 1440 m/s et 1280 m/s, à 25°C . Tous deux étant bon marché et sans contrainte d'utilisation rédhibitoire, la mesure de l'atténuation US dans ces deux milieux nous a permis de les départager (Fig. 5.2). Bien que dégageant des vapeurs toxiques nécessitant le port d'un masque dotés de filtres de type A2, l'atténuation environ quatre fois plus faible à 20 MHz dans la turpentine par rapport à l'huile minérale a imposé ce liquide comme milieu pour représenter les humeurs.

Pour émuler le ratio de célérité cristallin/humeur, nous avons alors choisi une gélatine concentrée à 15%. Cette concentration s'est avérée être la valeur minimale pour laquelle la forme du cristallin synthétique est pérenne et supporte les contraintes appliquées lors du démoulage. La combinaison de la gélatine à 15 % à la turpentine offre un ratio de célérité $\mu_{L/H}$ accentué par rapport à la situation *in vivo* ; l'écart relatif de célérité étant prati-

5.1. RÉALISATION D'UN FANTÔME BI-PHASIQUE DU MILIEU INTRA-OCULAIRE

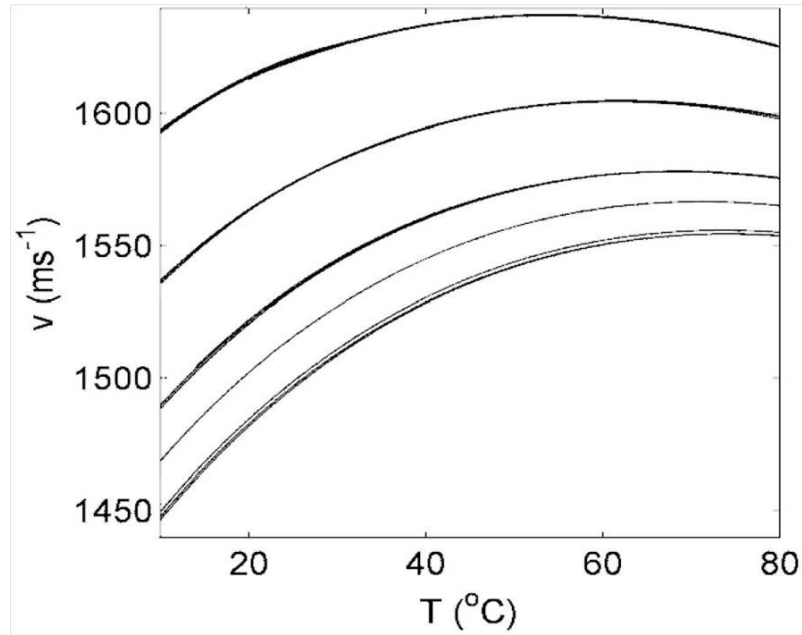
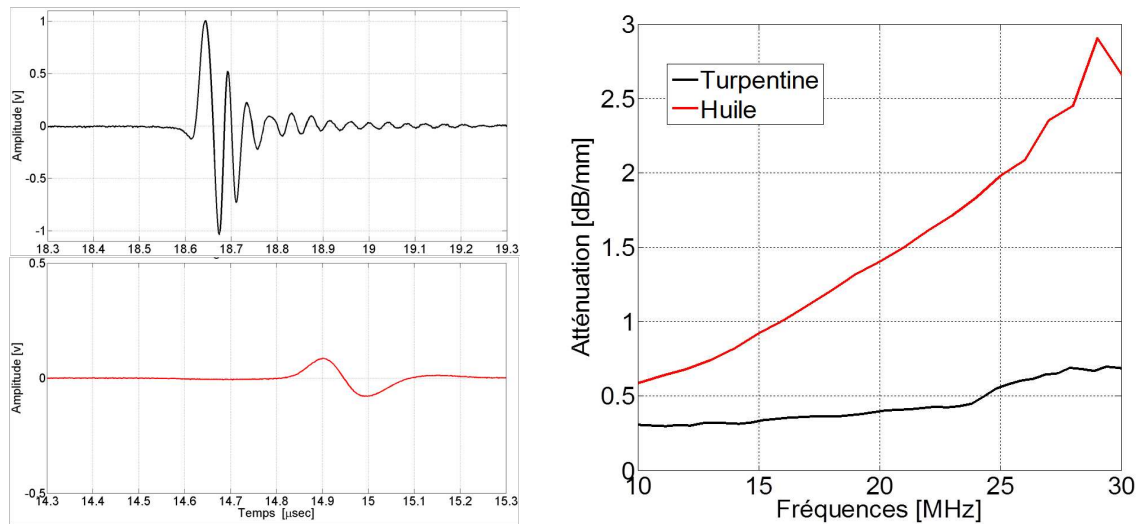


FIGURE 5.1 – Courbes de célérité des ondes longitudinales dans la gélatine en fonction de la concentration C et de la température. De bas en haut : $C = 0, 0.5, 5, 10, 20$ et 30% . D'après *N.G Parker et M.J.W. Povey [Parker et Povey, 2012]*.



(a) Echogrammes sur cible métallique à la distance focale pour l'huile (en bas) et pour la turpentine (en haut)

(b) Coefficient d'atténuation dans l'huile et la turpentine

FIGURE 5.2 – Comparaison des atténuations dans la turpentine (en noir) et l'huile minérale (en rouge) mesurées à 25°C par une méthode de substitution en pulse-écho.

quement doublé. Cette exacerbation de $\mu_{L/H}$ constitue un moyen intéressant pour mieux cerner les effets aberrateurs associés à la géométrie biconvexe du cristallin et apprécier, de

plus, le bon fonctionnement de CLAIFbC lorsque la réfraction s'intensifie.

5.1.2 Réalisation des moules pour cristallin synthétique

Du fait de l'important changement de forme subit par le cristallin au cours du processus d'accommodation, pouvant par conséquent affecter différemment les B-scans, nous avons décidé d'investiguer ses deux états extrêmes, c'est à dire la forme accommodée et la forme désaccommodée également dite relâchée.

5.1.2.1 Définition des formes accommodée et non-accommodée

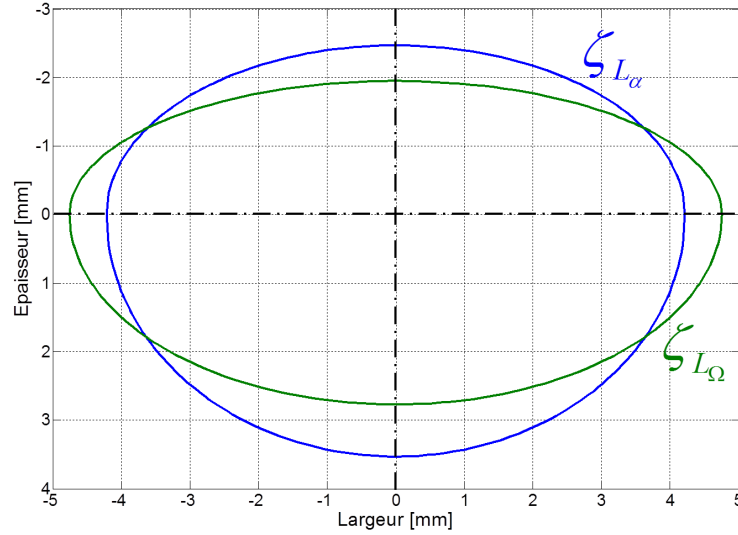


FIGURE 5.3 – Géométrie des formes accommodées (ζ_{L_α} en bleu) et désaccommodées (ζ_{L_Ω} en vert) telles que définies dans la table 5.1 et utilisées pour la réalisation des moules.

Les paramètres choisis pour décrire ces deux formes s'inscrivent dans l'hypothèse d'une représentation ellipsoïdale du cristallin, telle que décrite dans le chapitre 4. Afin de différencier par la suite les résultats se rapportant à la forme accommodée de ceux de la forme désaccommodée, nous avons décidé de leur attribuer respectivement l'indice α et Ω .

La forme accommodée α a ainsi été définie en moyennant les données recueillies *in vitro* par Rosen *et al.* [Rosen *et al.*, 2006] sur 37 cristallins humains âgés de 20 à 99 ans. L'observation *in vitro* de la géométrie du cristallin renseigne - en l'absence de contraintes particulières - sur l'état accommodatif maximal que peut atteindre un cristallin une fois débarrassé de la tension zonulaire et de la pression intra-oculaire. La géométrie observée par Rosen *et al.* peut donc être légèrement plus bombée que la forme accommodée *in vivo*.

Les dimensions de la forme désaccommodée Ω ont ensuite été déduites de celles de la forme accommodée en appliquant la régression linéaire proposée par Sheppard *et al.* [Sheppard *et al.*, 2011] sur le grand-axe équatorial L_{eq} , lorsque l'on considère une désaccommodation de $D=12\delta$ (*e.g.* $L_{eq\Omega} = L_{eq\alpha} - 0.09D$). Cette régression provient d'une étude des changements de forme du cristallin au cours du processus accommodatif (sur une plage de 0.17 à 8δ), menée par résonance magnétique 3D sur $n = 6$ cristallins humains et dans laquelle Sheppard *et al.* ont proposé un fit linéaire des paramètres géométriques associés

5.1. RÉALISATION D'UN FANTÔME BI-PHASIQUE DU MILIEU INTRA-OCULAIRE

e.g. l'épaisseur axiale $e_{ap} = e_{ant} + e_{post}$, le grand-axe équatorial, *etc.* La valeur de $e_{ap\Omega}$ a ensuite été fixée à partir de $L_{eq\Omega}$ de façon à assurer un volume identique aux deux géométries, conformément aux observations effectuées par Hermans *et al.*. Ces derniers ont en effet démontré, dans une étude récente combinant imagerie de Scheimpflug et imagerie par résonance magnétique, que le volume du cristallin humain demeure constant tout au long du processus d'accommodation [Hermans *et al.*, 2009]. Notons que le ratio $\frac{e_{ant}}{e_{post}}$ est identique pour les deux formes α et Ω , ce qui n'est pas tout à fait fidèle à notre connaissance actuelle de l'accommodation. En effet, la courbure postérieure du cristallin décroît de façon plus importante que la courbure antérieure lors de son relâchement. Néanmoins, par manque de données bibliographiques concordantes sur la valeur de $\frac{e_{ant}}{e_{post}}$ à l'état désaccommodé, nous avons préféré considérer que ce ratio était constant.

Les dimensions des formes accommodée et désaccommodée sont reportées Table 5.1, conjointement aux caractéristiques géométriques typiquement associées en phakométrie *i.e.* le rayon de courbure ρ_{arc} sur l'axe optique (au niveau des pôles, en x_L), l'aire de la section axiale (tranche dans le sens antéro-postérieur, CSA en anglais pour Cross Section Area) et le volume, en supposant une symétrie de rotation autour de l'axe optique.

Le rayon de courbure ρ_{arc} et l'aire CSA correspondant à notre géométrie ellipsoïdale sont décrits respectivement par les équations 5.1 et 5.2.

$$\rho_{arc} = \left| \frac{(1 + \xi'_{arc}(x_L)^2)^{3/2}}{\xi''_{arc}(x_L)} \right| \quad (5.1)$$

$$CSA = \frac{\pi L_{eq}}{4} (e_{ant} + e_{post}) \quad (5.2)$$

En supposant une symétrie de rotation autour de l'axe optique, le volume du cristallin s'obtient par l'équation 5.3 suivante :

$$V = \frac{\pi L_{eq}^2}{6} (e_{ant} + e_{post}) \quad (5.3)$$

5.1.2.2 Fabrication des moules α et Ω

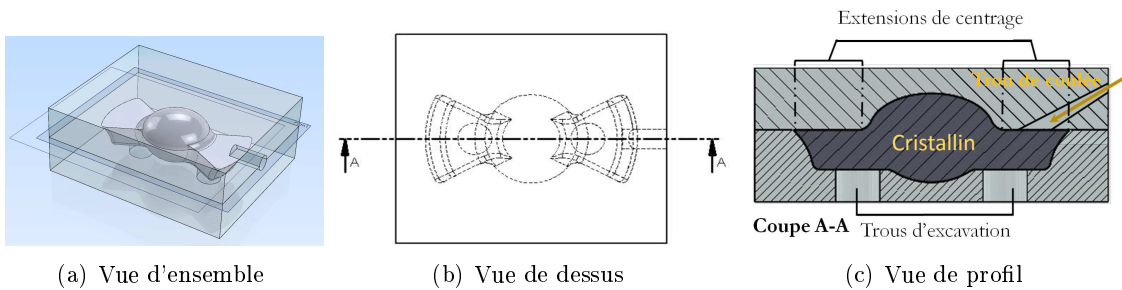


FIGURE 5.4 – Dessins techniques du moule utilisé pour réaliser le cristallin synthétique de forme accommodée α .

Les deux moules nécessaires à la réalisation des cristallins synthétiques de forme accommodée et désaccommodée ont été fabriqués par impression 3D, depuis les dessins techniques

5.1. RÉALISATION D'UN FANTÔME BI-PHASIQUE DU MILIEU INTRA-OCULAIRE

	Forme accommodée α	Forme désaccommodée Ω
e_{ant} [mm]	2.47	1.95
e_{post} [mm]	3.53	2.77
L_{eq} [mm]	8.44	9.52
ρ_{ant} [mm]	7.21	11.62
ρ_{post} [mm]	5.04	8.18
CSA [mm ²]	39.77	35.29
$Volume$ [μ L]	223.78	223.98

TABLE 5.1 – Formes accommodée et non accommodée, décrivant un cristallin humain adulte moyen, utilisées dans la réalisation des moules des cristallins synthétiques. Les valeurs des demi-petit axes antérieur e_{ant} et postérieur e_{post} et du grand-axe équatorial L_{eq} sont reportées, pour chacune des deux ellipsoïdes, dans la partie supérieure du tableau. La partie inférieure comprend les caractéristiques géométriques associées *i.e.* le rayon de courbure antérieur et postérieur sur l'axe optique l'aire CSA et le volume, calculées respectivement, pour chaque forme, depuis les équations 5.1, 5.2, et 5.3. Notons que $V_\alpha \cong V_\Omega$.

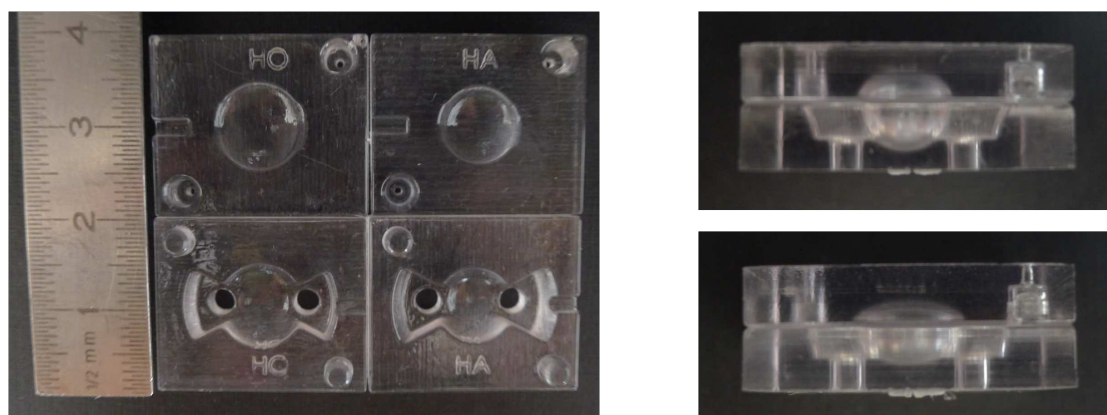
réalisés sous Solidworks[©]. L'imprimante 3D utilisée correspond au modèle Alaris Objet 30 de la société M2G system (France). Parmi les différents matériaux utilisables avec cette imprimante se trouve le Veroclear, matériau transparent en PMMA avantageux pour contrôler l'absence de bulles à l'issue de l'injection de la gélatine. Ce matériau permet de réaliser des couches d'impression de 18 μ m d'épaisseur, offrant une résolution suffisante pour garantir des surfaces assez lisses, et ne pas compromettre ainsi la réfraction attendue au contour.

Les deux moules femelles conçus pour réaliser les empreintes des formes accommodée et désaccommodée sont constitués, chacun de deux pièces permettant le démoulage (Fig ; 5.5) : une supérieure comprenant la portion antérieure du cristallin, et une inférieure comprenant la portion postérieure. Le plan de jonction entre ces deux pièces a été défini au niveau du plan équatorial (jonction antéro-postérieure) de façon à ce que l'impression 3D ne nécessite pas l'emploi d'un gel de soutien temporaire. En effet, en fonction du plan de coupe, un gel de soutien peut être temporairement appliqué pour réaliser des structures creuses. Bien que ce gel soluble dans l'eau se retire par simple lavage, il affecte l'état des surfaces à son contact. Celle-ci présentent alors une granulométrie élevée susceptible de perturber la réfraction attendue.

L'empreinte dessinée par chacun des deux moules diffère d'un cristallin original par la présence de deux extensions périphériques ajoutées afin de faciliter, au moyen d'un support prévu à cet effet, le centrage du cristallin synthétique sous la sonde US lors des expériences *in vitro* (voir Figs. 5.4 et 5.5). Ce support permet également d'ajuster la distance du cristallin par rapport à la sonde. Celle-ci est choisie de façon à se rapprocher de la configuration *in vivo* lors de la réalisation de B-scans trans-cornéaux. Le centrage du cristallin est important pour garantir que le plan d'insonification comprenne l'axe antéro-postérieur et par conséquent que la coupe observée corresponde à celle des formes α et Ω telles que définies dans le tableau 5.1. De plus, le centrage permet au balayage linéaire de la sonde US d'être en incidence normale avec les segments antérieurs et postérieurs, et donc assure que les réflexions aux interfaces soient contenues dans le plan d'imagerie.

Précisons que les extensions périphériques des cristallins synthétiques ne sont pas com-

5.1. RÉALISATION D'UN FANTÔME BI-PHASIQUE DU MILIEU INTRA-OCULAIRE



(a) Vue de dessus des parties supérieures et inférieures des formes α (HA) et Ω (HO)

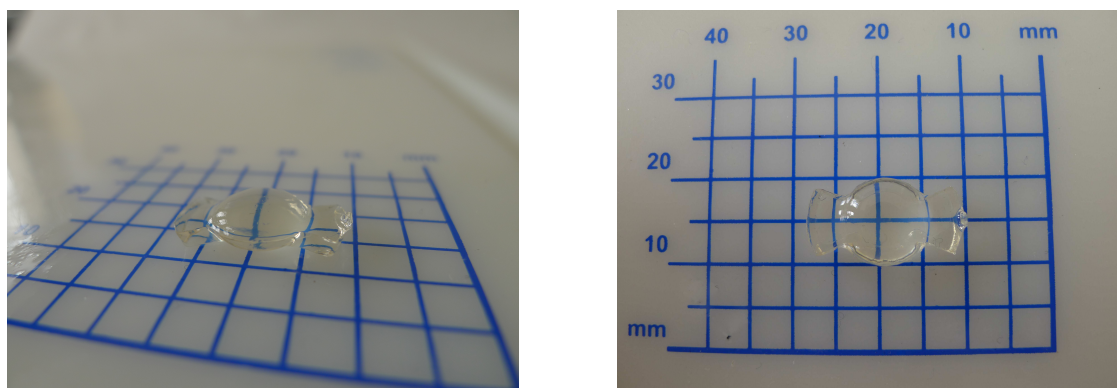
(b) Vue de profil des moules refermés des formes α (en haut) et Ω (en bas)

FIGURE 5.5 – Photographies des moules utilisés pour réaliser les cristallins synthétiques accommodé et désaccommodé.

prises dans le plan d'imagerie US grâce à un positionnement de l'axe de ces dernières perpendiculairement à celui-ci, comme illustré par la vue de dessus du schéma du protocole d'imagerie (voir Fig. 5.13).

Enfin, les moules comportent deux trous d'excavation et un trou de coulée, absents de l'empreinte finale. Le trou de coulée permet le remplissage du moule par la gélatine chauffée. Les trous d'excavations ont une double utilité : ils favorisent l'évacuation de l'air lors de la phase d'injection et ils constituent des points de poussée facilitant le démoulage une fois la gélatine refroidie.

La gélatine résiduelle, présente sur les cristallins synthétiques, au niveau des trous d'excavation et du plan de jonction des deux parties du moule est retirée au scalpel à l'issue du démoulage.



(a) Vue isométrique

(b) Vue de dessus

FIGURE 5.6 – Photographies du cristallin synthétique de forme désaccommodée Ω composé de gélatine concentrée à 15%.

Au final, le fantôme intra-oculaire est constitué d'un cristallin synthétique amovible

5.1. RÉALISATION D'UN FANTÔME BI-PHASIQUE DU MILIEU INTRA-OCULAIRE

(Fig. 5.6) de forme accommodée ou désaccommodée, placé à une distance anatomique de la sonde linéaire US et immergé dans la turpentine.

5.1.3 Caractérisation acoustique HF de la turpentine et de la gélatine à 15% en fonction de la température

Les propriétés acoustiques de la turpentine et la gélatine à 15%, sélectionnées pour représenter respectivement les humeurs et le cristallin, ont été caractérisées par substitution en mode pulse-écho [Techavipoo *et al.*, 2004] [Arditi *et al.*, 1991], en fonction de la température.

La connaissance de la célérité, l'atténuation et l'impédance acoustique de ces milieux est nécessaire au bon paramétrage de la technique de reconstruction CLAIFbC. Afin d'estimer au mieux ces paramètres, dans cette phase de validation expérimentale, nous avons choisi, en l'absence de climatisation de notre salle d'expérimentation, d'étudier leur dépendance sur une plage de température comprise entre 20°C et 40°C.

5.1.3.1 Matériel et méthode

La gélatine (ref. W0220CH) et la turpentine de densité 770 g/L (ref. W0510H) proviennent de la société Fisher Chemical Co. (Illkirch, France). La concentration en gélatine à 15% est obtenue en diluant de la gélatine pure (solide translucide) dans de l'eau, en respectant les proportions suivantes (Eq. 5.4) :

$$m_{gelatine} = \frac{ratio}{1 - ratio} m_{eau} \quad (5.4)$$

où le ratio représente la concentration en gélatine pure (%). Les masses d'eau et de gélatine sont pesées avec une balance A&D (ref. HR200) précise à ± 0.1 mg.

L'homogénéité de la concentration est garantie en chauffant le mélange dans un bécher disposant d'un agitateur magnétique.

Chaîne d'acquisition

La chaîne instrumentale, utilisée pour la caractérisation acoustique en fonction de la température (coefficient d'atténuation et célérité) de la turpentine et de la gélatine à 15%, est illustrée par la figure 5.7.

L'ensemble des mesures est mené en double-transmission à l'aide d'un transducteur mono-élément Imasonic en PVDF, focalisé à 11.56 mm dans l'eau pure à 25°C, offrant une bande passante relative d'environ 100% pour une fréquence centrale de 23 MHz. Un émetteur/récepteur Panametrics (ref. 5900PR) génère des impulsions électriques HF large bande (200 MHz), d'énergie $2\mu\text{J}$, à une cadence de 500 Hz (PRF), permettant ainsi au transducteur l'émission et la réception d'échos US. Celui-ci est positionné perpendiculairement à une cible métallique au moyen d'un système de translation 3D (ref. DC 500, société OWIS) de précision micrométrique (1 pas = $0.5\ \mu\text{m}$). Les signaux RF sont recueillis, à une fréquence d'échantillonnage de 2.5 GHz, à l'aide d'un oscilloscope à phosphore numérique de marque Tektronix (ref. DPO 4034) et de profondeur de numérisation 8 bit. Le monitoring de la température est assuré par une sonde platine Dostmann (ref. P655-LOG), placée à proximité du faisceau US du transducteur. Les acquisitions sont déclenchées tous

5.1. RÉALISATION D'UN FANTÔME BI-PHASIQUE DU MILIEU INTRA-OCULAIRE

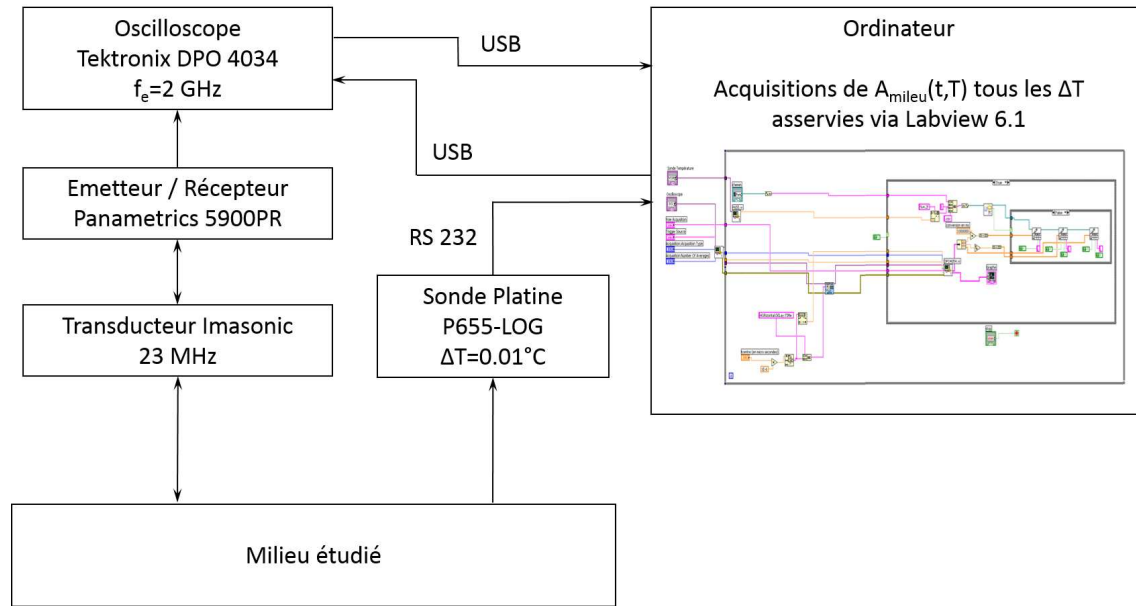


FIGURE 5.7 – Chaîne d'acquisition pour la caractérisation en pulse-écho de la gélatine et de la turpentine en fonction de la température.

les $\Delta T = 0.01^\circ\text{C}$ - ce qui correspond à la précision de la sonde platine - *via* un programme développé sous LabView 6.1.

Protocole expérimental pour la mesure des célérité et atténuation US en fonction de la température

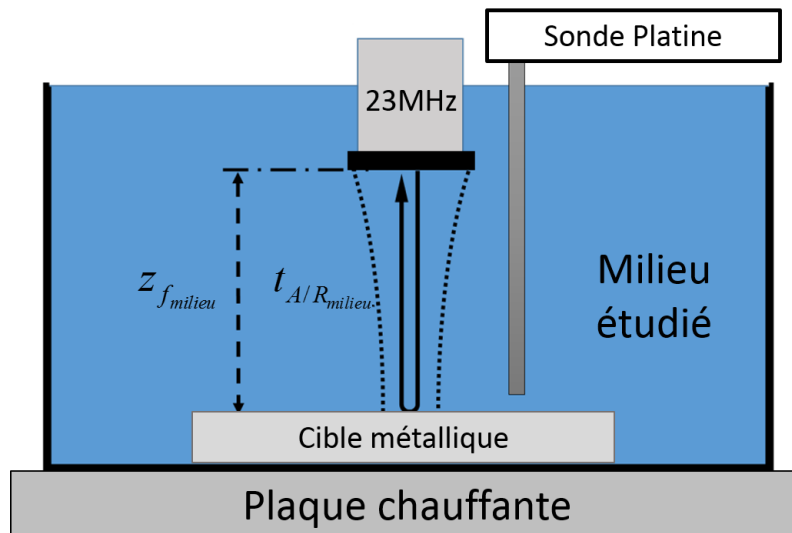


FIGURE 5.8 – Protocole expérimental pour la mesure en double-transmission de la célérité et de l'atténuation US par substitution.

Le protocole expérimental, illustré par la figure 5.8, se déroule en plusieurs étapes :

5.1. RÉALISATION D'UN FANTÔME BI-PHASIQUE DU MILIEU INTRA-OCULAIRE

1- Tout d'abord le milieu à caractériser est chauffé à 40°C. La hauteur du transducteur par rapport à la cible métallique est réglée de sorte à obtenir un écho d'amplitude pic-pic maximale. L'écho de cible recueilli provient alors de la distance focale, $z_{f_{milieu}}$, au sein de ce milieu. Précisons qu'à cette température, la gélatine est en phase liquide.

2- La plaque chauffante utilisée pour porter le milieu étudié à 40°C est ensuite éteinte et l'acquisition de l'écho de cible $A_{milieu}(t, T)$ est alors déclenchée tous les ΔT °C.

3- Une fois la température ambiante T_{ref} de la salle atteinte, le milieu étudié est remplacé par de l'eau distillée, en prenant soin de maintenir le transducteur et la cible métallique à la distance $z_{f_{milieu}}$ que l'on souhaite déterminer. Pour ce faire, la connaissance précise de la célérité US, pour une température donnée, au sein de l'eau distillée est mise à profit. En effet, Bilaniuk et Wong ont proposé un fit polynomial d'ordre 5 de celle-ci (Eq. 5.5), à partir de mesures effectuées sur une plage de température comprise entre 0°C et 100°C [Bilaniuk, 1993].

$$c_{eau}(T) = \sum_{n=0}^5 k_n T^n \text{ avec } \begin{cases} k_0 = 1.40238744e^3 \\ k_1 = 5.03835027 \\ k_2 = -5.81142290e^{-2} \\ k_3 = 3.34558776e^{-4} \\ k_4 = -1.48150040e^{-6} \\ k_5 = 3.16081885e^{-9} \end{cases} \quad (5.5)$$

La distance $z_{f_{milieu}}$ s'obtient alors, avec précision, au moyen de la relation suivante (Eq. 5.8) :

$$z_{f_{milieu}} = c_{eau}(T_{ref}) \frac{t_{A/R, eau}(T_{ref})}{2} \quad (5.6)$$

où $t_{A/R, eau}$ est le temps de vol aller/retour de l'écho US émis par le transducteur et réfléchi par la cible métallique pour la température T_{ref} .

De même que pour les milieux étudiés, ce temps aller/retour est calculé comme le centroïde temporel de l'enveloppe de l'écho recueilli dans l'eau distillée (Eq. 5.7) :

$$t_{A/R} = \frac{\sum_n t_n \times \mathcal{H}\{|A_{milieu}|\}(t_n)}{\sum_n \mathcal{H}\{|A_{milieu}|\}(t_n)} - \frac{T_{pulse}}{2} \quad (5.7)$$

pour les échantillons n du signal A_{milieu} correspondant à l'écho de la cible métallique, avec \mathcal{H} l'opération de transformation de Hilbert et T_{pulse} la durée de l'écho. On retranche la demi longueur de l'écho, car le trig de l'oscilloscope se fait dès le déclenchement de l'impulsion électrique de l'émetteur/récepteur Panametrics, et, par conséquent, précède l'émission du pulse.

Mesure de la célérité US Une fois la distance $z_{f_{milieu}}$ connue, la célérité dans le milieu étudié à la température T se déduit de l'expression 5.8 :

$$c_{milieu}(T) = \frac{2z_{f_{milieu}}}{t_{A/R, milieu}(T)} \quad (5.8)$$

5.1. RÉALISATION D'UN FANTÔME BI-PHASIQUE DU MILIEU INTRA-OCULAIRE

où $t_{A/R,milieu}$ correspond au centroïde temporel de l'écho réfléchi par la cible métallique (Eq. 5.7).

La méthode d'intercorrélation a été écartée au profit du calcul du centroïde, dans la détermination des temps de vol aller/retour, en raison de son manque de robustesse face aux brusques changements de forme des échos de cible dans la turpentine. La caractère diphasique de ce liquide d'origine végétale (produit de la distillation de résine de pin) est probablement la cause de ces changements.

4- Ensuite, de même que pour le milieu étudié, l'eau distillée est chauffée à 40°C. Le transducteur est alors positionné à la distance focale dans l'eau distillée.

5- Enfin, la plaque chauffante est éteinte et l'écho de cible $A_{eau}(t, T)$ est recueilli tous les ΔT °C.

Mesure du coefficient d'atténuation US Le coefficient d'atténuation, pour chaque milieu étudié à la température T, est alors déterminé, en négligeant les effets de diffractions, au moyen de l'expression 5.9 suivante :

$$\alpha_{milieu}(f, T) = -\frac{10}{2z_{f,milieu}} \log_{10} \left(\left| \frac{\text{FFT}(A_{milieu}(t, T))}{\text{FFT}(A_{eau}(t, T))} \right|^2 \right) \quad (5.9)$$

où $Z_{f,milieu}$ est la distance focale US du transducteur dans le milieu considéré (*i.e.* la gélatine à 15% ou la turpentine) à laquelle est placée la cible métallique, $A_{milieu}(t, T)$ l'écho de cible recueilli dans l'eau à une température T, $A_{milieu}(t, T)$ l'écho de cible recueilli dans le milieu testé à une température T, et FFT l'opération de transformation de Fourier discrète.

Le positionnement du transducteur aux points focaux de chaque milieu garanti la pertinence de la mesure du coefficient d'atténuation par substitution, en particulier dans le cas de l'étude de la turpentine, milieu où la célérité US est sensiblement éloignée de celle dans l'eau.

5.1.3.2 Célérité US mesurée

Les courbes de mesure de célérité US, effectuées entre 20°C et 40°C, sont représentées sur la figure 5.9, pour la turpentine et la gélatine à 15%.

Le comportement opposé des deux courbes sur la plage de température étudiée constitue un moyen intéressant pour ajuster l'intensité des aberrations de phase en fonction de la température. Le rapport de célérité $\mu_{L/H}$ passe ainsi d'une valeur de 1.186 à 20°C pour atteindre 1.283 à 40°C. Dans l'expérience de validation qui nous intéresse, le rapport de célérité offert autour de 20°C semble être le plus adéquat pour observer des effets aberrateurs exacerbés tout en restant suffisamment proche de la réalité *in vivo*.

Notons que les résultats obtenus dans la gélatine concordent avec ceux de Povey et Parker [Parker et Povey, 2012] pour la concentration considérée (voir Fig. 5.1).

Les courbes de célérité US ont été approchées pour chaque milieu étudié par un polynôme d'ordre 4. Nous avons déduits de ces mesures de célérité, les approximations polynomiales d'ordre 4 pour chaque milieu étudié.

Le fit polynomial d'ordre 4 (Eq. 5.10) déduit de la courbe de célérité de la turpentine mesurée entre 20°C et 40°C est :

$$c_{turpentine}(T) = -4.2088e^{-4}T^4 + 4.9246e^{-2}T^3 - 2.1313T^2 + 37.285T + 1071 \quad (5.10)$$

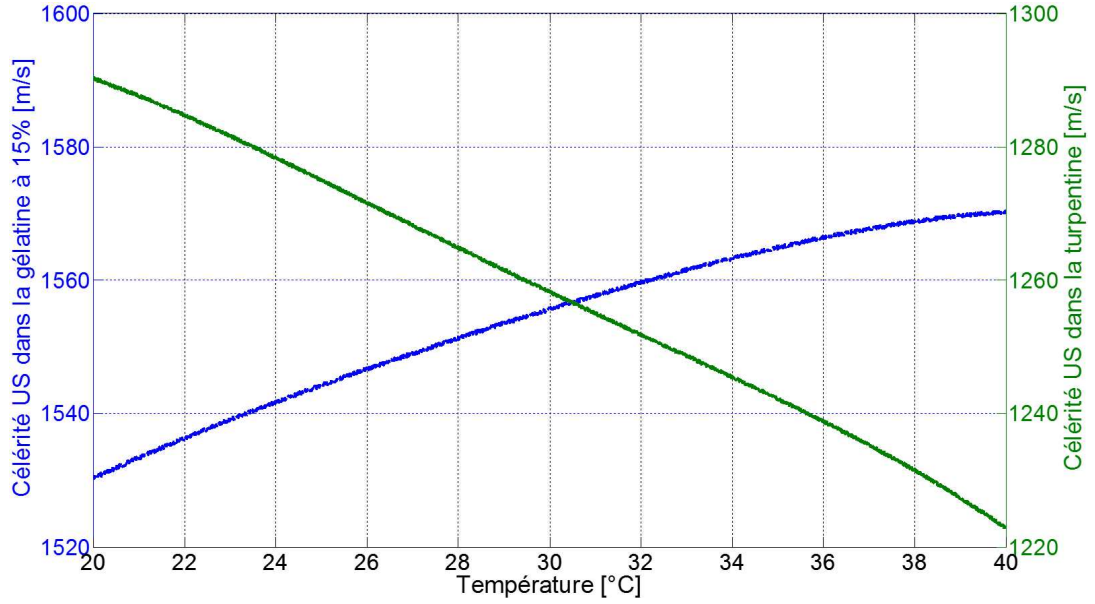


FIGURE 5.9 – Célérité US mesurée en fonction de la température au sein de la turpentine (vert) et la gélatine à 15% (bleu).

De même, nous avons déduit de la courbe de célérité dans la gélatine à 15% le fit (Eq. 5.11) suivant :

$$c_{gelatine15\%}(T) = -1.4131e^{-4}T^4 + 1.6004e^{-2}T^3 - 7.1668e^{-1}T^2 + 17.144T + 1369 \quad (5.11)$$

5.1.3.3 Atténuation US mesurée

Les courbes de mesure de l'atténuation, effectuées entre 20°C et 40°C, sont représentées sur la figure 5.10, pour la turpentine et la gélatine à 15%. Les courbes en cascade représentant la dépendance en fréquence du coefficient d'atténuation pour les différentes températures étudiées, sont présentées sur une plage de 10 à 30 MHz (Figs. 5.10(c) et 5.10(d)). La dépendance du coefficient d'atténuation en fonction de la température pour la fréquence 20 MHz est ensuite extraite de ces courbes en cascade (Figs. 5.10(c) et 5.10(d)). Cette fréquence correspond à la fréquence centrale de la barrette linéaire utilisée dans le protocole de validation de CLAIFbC décrit ci-après.

Les courbes du coefficient d'atténuation à 20 MHz en fonction de la température ont été approchées pour chaque milieu étudié par un polynôme d'ordre 2. Le fit quadratique (Eq. 5.12) déduit de l'atténuation dans la turpentine est :

$$\alpha_{turpentine}(T) \Big|_{20MHz} = 3.5113e^{-3}T^2 - 1.1163e^{-1}T + 9.9459e^{-1} \quad (5.12)$$

De même, dans la gélatine à 15% nous avons obtenu (Eq. 5.13) :

$$\alpha_{gelatine15\%}(T) \Big|_{20MHz} = 1.4561e^{-3}T^2 - 8.4823e^{-2}T + 1.3473 \quad (5.13)$$

5.1. RÉALISATION D'UN FANTÔME BI-PHASIQUE DU MILIEU INTRA-OCULAIRE

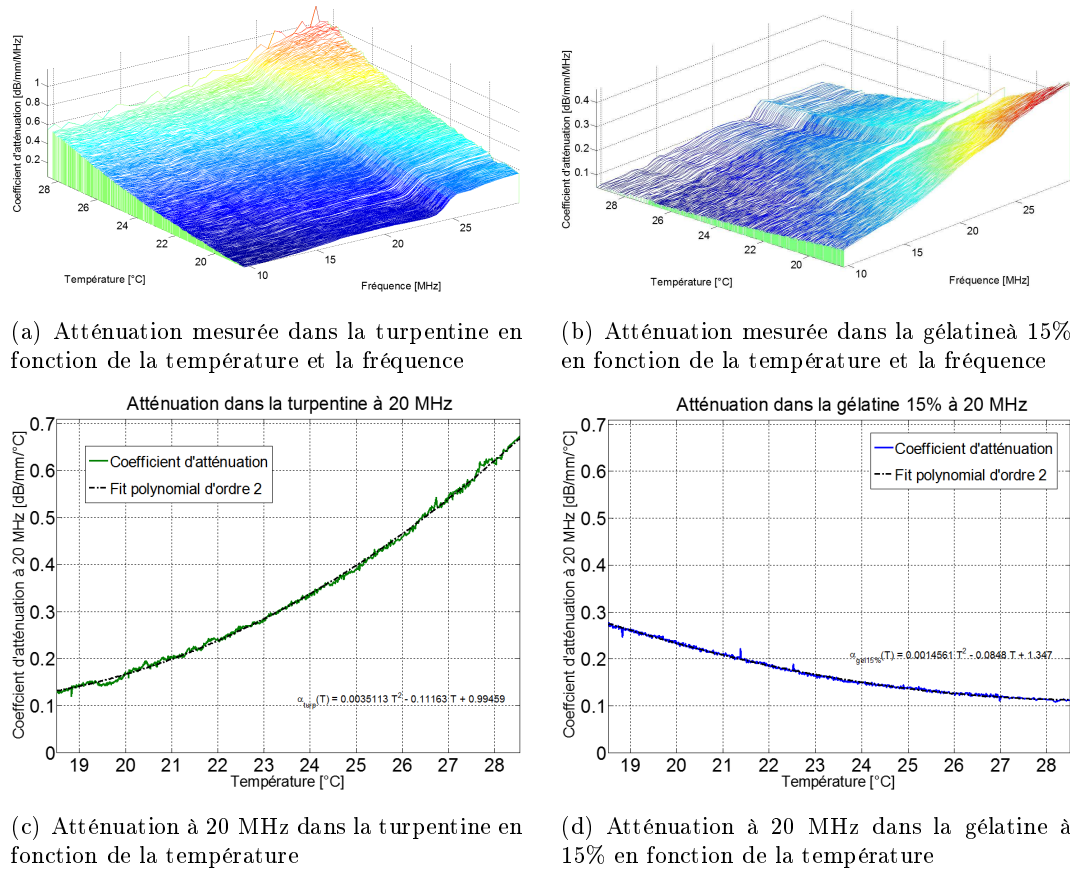


FIGURE 5.10 – Courbes en cascade représentant la dépendance en fréquence, entre 10 et 30 MHz, du coefficient d'atténuation de la gélatine à 15% (5.10(b)) et de la turpentine (5.10(a)), pour les différentes températures étudiées. Les courbes du coefficient d'atténuation à 20 MHz en sont extraites, pour les deux milieux (5.10(c) et 5.10(d)).

L'ensemble des paramètres acoustiques utilisés dans les expériences sur fantôme intra-oculaire pour la validation de CLAIFbC, et déduits des présentes mesures, sont reportés dans la table 5.2, aux températures T_α et T_Ω relevées respectivement lors des acquisitions au travers de la forme accommodée et désaccommodée. La température T_α se situant légèrement en dessous de la plage de mesure, les célérités dans la turpentine et la gélatine à 15% ont été extrapolées à l'aide des approximations polynomiales d'ordre 4 5.11 et 5.10.

L'impédance acoustique des deux milieux étudiés a été obtenue au moyen de la relation (Eq. 5.14) suivante :

$$Z_{milieu}(T) = \rho_{milieu} \times c_{milieu}(T) \quad (5.14)$$

où ρ_{milieu} est la masse volumique de valeur 770 kg/m^3 dans la turpentine et 1150 kg/m^3 dans la gélatine à 15%.

La table 5.2 révèle un ratio de célérité de 1.18 dans l'expérience sur la forme accommodée et de 1.187 sur celle désaccommodée. Ce faible écart garanti des effets aberrateurs et réfractifs de même ampleur entre les deux expériences, permettant ainsi l'observation objective de l'impact de la forme du cristallin synthétique dans la dégradation des B-scans.

5.2. PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL POUR L'IMAGERIE ÉCHOGRAPHIQUE DU FANTÔME INTRA-OCULAIRE

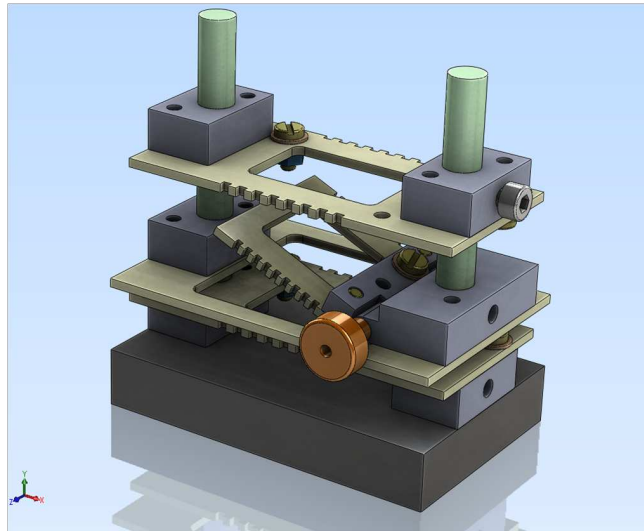
		c_{milieu} [m/s]	α_{milieu} [dB/mm]	Z_{milieu} [Mrayl]
Turpentine	$T_\alpha = 18.60^\circ\text{C}$	1292	0.128	0.994
	$T_\Omega = 20.15^\circ\text{C}$	1289	0.174	0.992
Gélatine à 15%	$T_\alpha = 18.60^\circ\text{C}$	1525	0.283	1.772
	$T_\Omega = 20.15^\circ\text{C}$	1530	0.237	1.759

TABLE 5.2 – Propriétés acoustiques à 20MHz des milieux émulant les humeurs et le cristallin aux températures des expériences visant à valider CLAIFbC

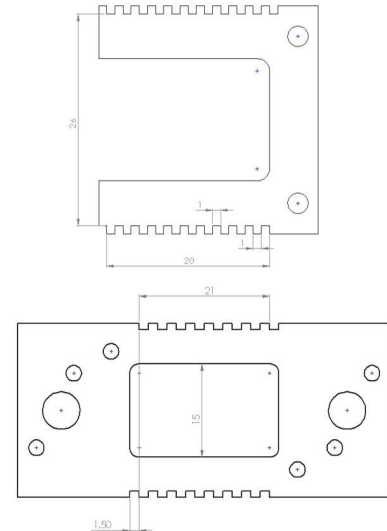
5.2 Protocole expérimental pour l'imagerie échographique du fantôme intra-oculaire

L'objectif du protocole expérimental décrit dans cette partie est de valider et quantifier, *in vitro* au moyen du fantôme intra-oculaire réalisé, les performances de la technique de reconstruction adaptée CLAIFbC, au regard de la reconstruction conventionnelle ou adaptée également, mais négligeant la réfraction à l'interface cristallin/humeurs (CLAPC). Cette dernière a été introduite afin d'apprécier l'intérêt de considérer la réfraction dans la compensation des aberrations de phases cristalliniennes et a été baptisée CLAPC pour Crystalline Lens Phase Aberration Partial Correction.

5.2.1 Un fantôme de fil pour quantifier la résolution à 20 MHz



(a) Vue d'ensemble



(b) Vue de dessus du plateau inclinable (en haut) et horizontal (en bas)

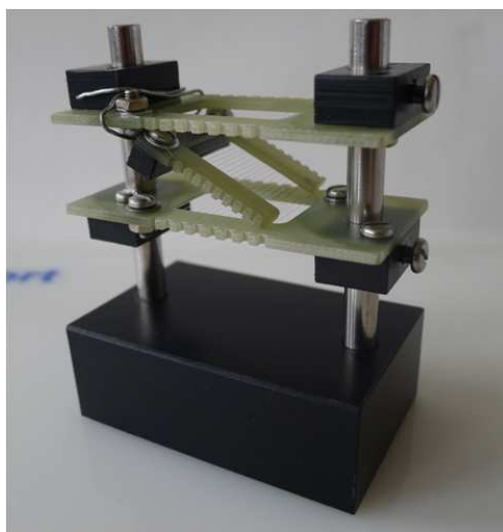
FIGURE 5.11 – Dessins techniques du fantôme de résolution HF et de ses plateaux mobiles. Les fils ne sont pas représentés.

Un fantôme de fils a été réalisé pour mesurer la résolution à 20 MHz. Il est constitué de trois plateaux mobiles (réglables en hauteur) comprenant chacun un unique fil de faible

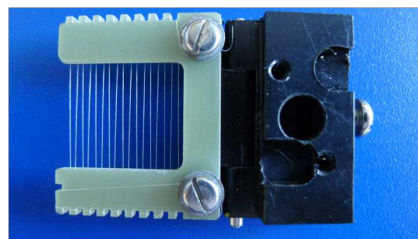
5.2. PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL POUR L'IMAGERIE ÉCHOGRAPHIQUE DU FANTÔME INTRA-OCULAIRE

diamètre (Nanofils $\varnothing 37.5 \mu\text{m}$) disposé en réseau linéique comme illustré sur la figure 5.12. Deux des plateaux sont horizontaux et encadrent, dans le dispositif expérimental décrit ci-après, un plateau inclinable. Le fil utilisé, normalement destiné à la pêche, est produit par la société Berkley (USA) et constitué d'un mélange de polyéthylène et de Dyneema (polyéthylène à haut poids moléculaire). Chaque plateau est doté de créneaux disposés en quinconce par rapport aux créneaux du côté opposé (voir Fig. 5.12(b)). Cette disposition permet de n'utiliser qu'un seul fil par plateau, tendu au moyen de deux vis, ce qui facilite ainsi sa pose et minimise l'encombrement servant à son maintien. Une fois tendu le fil est plaqué au niveau du coin de chaque créneau, ce qui assure au réseau linéique qu'il forme, grâce à la disposition en quinconce, une périodicité égale à la largeur des créneaux. Cette périodicité est égale à 1.5 mm pour les deux plateaux horizontaux et à 1 mm pour le plateau inclinable, soit des espacements correspondant respectivement à 23 et 15 longueurs d'onde dans la turpentine.

En dépit d'une longueur d'onde US dans le polyéthylène seulement trois fois supérieure au diamètre du fil utilisé, nous assimilons le réseau linéique de chaque plateau à un ensemble de réflecteurs ponctuels (un facteur 10 serait plus rigoureux).



(a) Dispositif expérimental.



(b) Plateaux crénelés inclinable (en haut - fils espacés de 1 mm) et horizontal (en bas - fils espacés de 1.5 mm).

FIGURE 5.12 – Photographie du fantôme de fils expérimental. Le support du plateau inclinable a été retiré afin d'augmenter l'angulation de celui-ci entre les deux plateaux horizontaux.

5.2.2 Protocole expérimental d'imagerie US

Le dispositif du protocole expérimental mis en place pour la validation de la technique de reconstruction CLAIFbC est schématisé dans la figure 5.13. Le balayage linéaire d'une sous-ouverture émettrice de la barrette US permet l'insonification du fantôme de résolution au travers du milieu aberrateur *i.e.* le cristallin synthétique, dans une configuration sonde/cristallin visant à approcher celle rencontrée *in vivo*, lors de l'échographie oculaire

5.2. PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL POUR L'IMAGERIE ÉCHOGRAPHIQUE DU FANTÔME INTRA-OCULAIRE

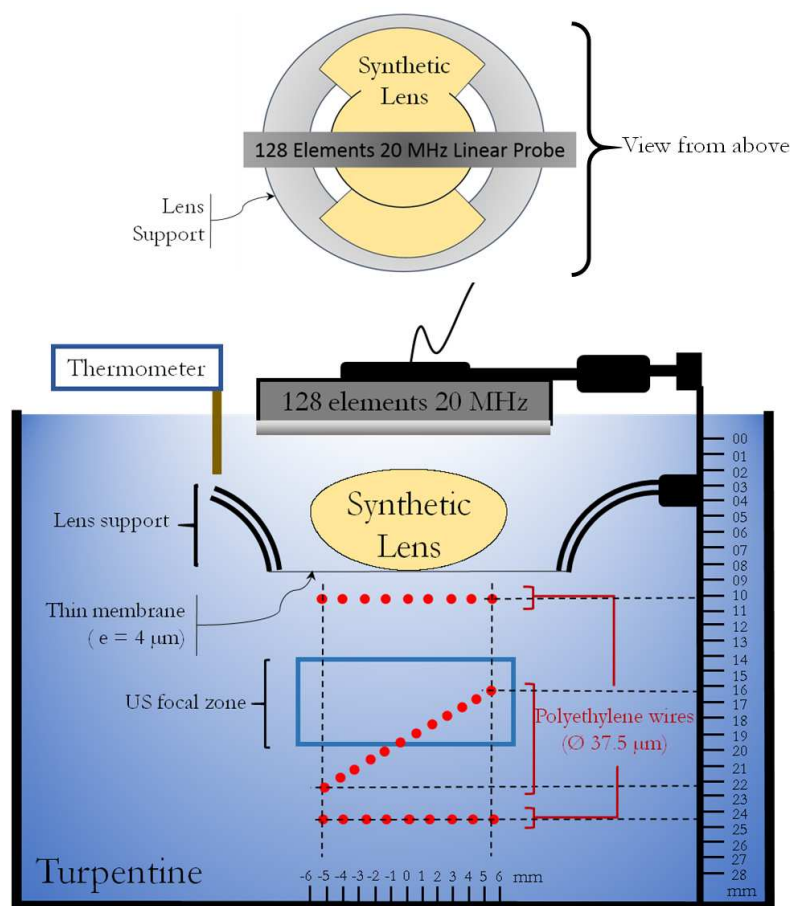


FIGURE 5.13 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour quantifier la résolution au delà des cristallins synthétiques accommodés et désaccommodés.

transcornéenne.

Le cristallin synthétique a ainsi été centré sous la barrette US à une distance anatomique, au moyen d'un support prévu à cet effet (Fig. 5.14(b)). Il repose sur une fine membrane en polypropylène épaisse de $4\ \mu\text{m}$ et maintenue en tension autour du support à l'aide d'un joint torique. Comme évoqué précédemment, le centrage du cristallin assure un plan d'insonification comprenant l'axe antéro-postérieur du cristallin et par conséquent l'observation de la section axiale telle que définie par la table 5.1 pour les formes accommodées et désaccommodées.

Le fantôme de résolution a été placé sous le cristallin synthétique, et ses plateaux arrangés de façon à pouvoir apprécier les effets aberrateur du cristallin sur une vaste zone, incluant les régions d'intérêt propres à l'échographie ophtalmique. Ainsi, le premier plateau horizontal est positionné à 25 mm, soit la position approximative de la rétine pour un œil emmétrope et le second plateau horizontal se situe environ 1 mm en dessous du cristallin. Le plateau inclinable couvre l'espace compris entre les deux plateaux horizontaux. Il est incliné à son angulation maximale, soit 27.5° . Son réseau linéique de périodicité 1 mm conduit alors à un espacement axial de 0.46 mm et latéral de 0.88 mm entre chacun de ses réflecteurs ponctuels.

5.2. PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL POUR L'IMAGERIE ÉCHOGRAPHIQUE DU FANTÔME INTRA-OCULAIRE

L'ensemble est immergé dans une cuve de turpentine monitorée en température tout au long du processus d'acquisition des données RF avec l'ECODERM, soit environ 50 minutes en mode recherche. C'est la valeur de température moyenne qui est ensuite retenue pour estimer la célérité dans la turpentine et la gélatine à 15% à partir des ajustements d'ordre 4 présentés dans la partie précédente (voir Table 5.2).

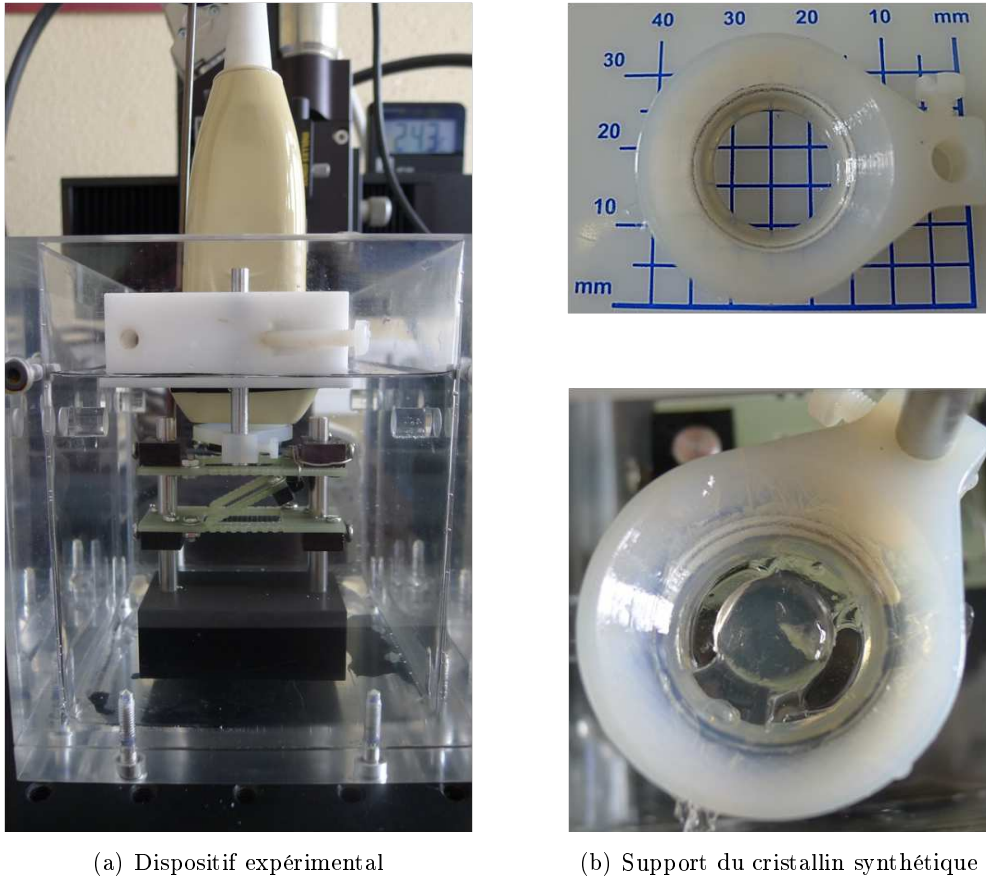


FIGURE 5.14 – Photographies du dispositif expérimental et du support permettant le centrage du cristallin synthétique dans le plan d'insonification US.

5.2.3 Recueil des signaux RF, formation de faisceau en émission et de voies en réception

Pour chaque forme cristallinienne investiguée, deux acquisitions du fantôme de résolution sont réalisées : une dans la turpentine pure afin d'établir la référence et l'autre en présence du cristallin synthétique (Fig. 5.13) à partir de laquelle trois techniques de reconstructions, dont CLAIFbC, sont effectuées "hors ligne", depuis les données RF brutes acquises à l'issue d'un scan linéaire bénéficiant d'une émission adaptée CLAIFbC.

La première technique de reconstruction consiste en un beamforming de type DAS conventionnel ; elle constitue le gold standard permettant d'observer les dégradations provoquées par le cristallin lors d'une échographie HF à l'aide d'une sonde linéaire multi-élément. La seconde applique une correction des aberrations de phase - après détection du

5.2. PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL POUR L'IMAGERIE ÉCHOGRAPHIQUE DU FANTÔME INTRA-OCULAIRE

contour ζ_L - considérant la différence de célérité entre le cristallin et son milieu environnant, mais négligeant les effets de la réfraction. Cette technique de reconstruction désignée par l'acronyme CLAPC (Crystalline Lens Phase Aberration Partial Correction) est expérimentée pour évaluer l'intérêt de la prise en compte de la réfraction dans la troisième reconstruction testée, c'est à dire CLAIFbC que l'on cherche à valider. L'acquisition de référence permet, en plus d'établir la limite de qualité d'image atteignable, de quantifier l'erreur spatiale et le gain relatif (voir définitions dans la sous-section suivante) de ces trois techniques de reconstructions. Toutes les reconstructions sont réalisées sous Matlab, à l'aide d'un ordinateur 64-bit doté d'un processeur 6 cœurs cadencé à 2 GHz et doté de 16 Go de mémoire vive (FSB=1300 MHz).

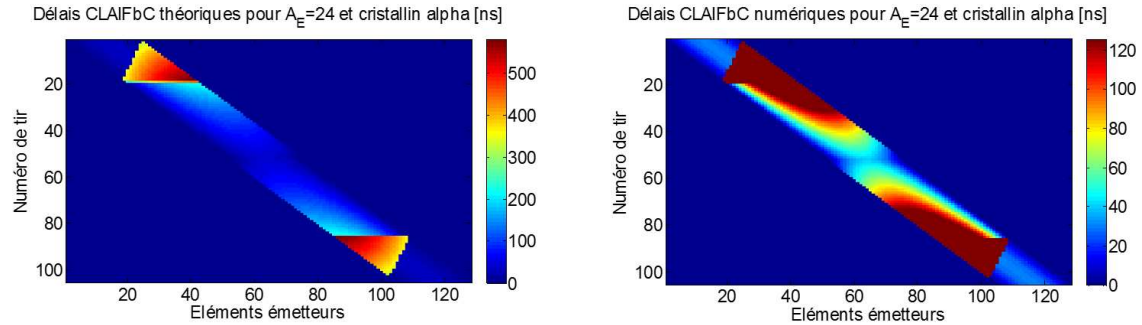
L'acquisition des données RF brutes sur l'ensemble des 128 voies de l'ECODERM se fait, pour chaque tir du balayage linéaire, à une fréquence d'échantillonnage f_e de 100 MS/s. L'ouverture choisie en émission pour effectuer ce balayage comprend 24 éléments, ce qui offre une large profondeur de champ dans la turpentine (approximativement 23 mm) et conduit à la reconstruction de 105 lignes dans les images en mode-B. Les 24 éléments émetteur sont retardés de façon à assurer une focalisation à une distance de 17 mm (approximativement la profondeur du centre du fantôme de résolution) pour chaque tir. Les délais appliqués suivent ainsi une loi parabolique conventionnelle lors des acquisitions de référence dans la turpentine seule, et un profil adapté à chaque tir selon la technique CLAIFbC (cf. section 4.2.2 du chapitre précédent) lors des acquisitions au travers des cristallins synthétiques. Les reconstructions "hors ligne" se font donc à partir des mêmes données RF brutes quel que soit la technique appliquée. À cet égard, la reconstruction désignée comme conventionnelle ne l'est strictement qu'en réception. Aucun biais liés à des différences de conditions expérimentales n'est ainsi introduit entre les différentes techniques. De plus, l'emploi d'une émission adaptée permet l'évaluation de CLAIFbC à la fois en émission (grâce aux résultats complémentaire présentés dans la section 5.5.2) et en réception.

Les émissions adaptées, appliquées lors de l'acquisition au travers du cristallin synthétique de forme accommodée et de forme désaccommodée sont représentées respectivement sur les figures 5.15 et 5.16 dans leur forme théorique et numérique (délais de résolution égale à 500 ps et limités à 125.5 ns). L'appareil ECODERM ne permettant pas la génération de délais supérieurs à 125.5 ns en émission, les tirs périphériques, où les retards CLAIFbC à appliquer sont les plus importants, souffrent de saturation. L'erreur relative $\Delta\tau_{erreur/tir}$ entre les délais numériques appliqués en émission et les délais CLAIFbC théoriques est représentée et quantifiée dans la figure 5.17, pour les expérimentations sur la forme accommodée et désaccommodée. Elle est mesurée d'après l'expression 5.15 suivante :

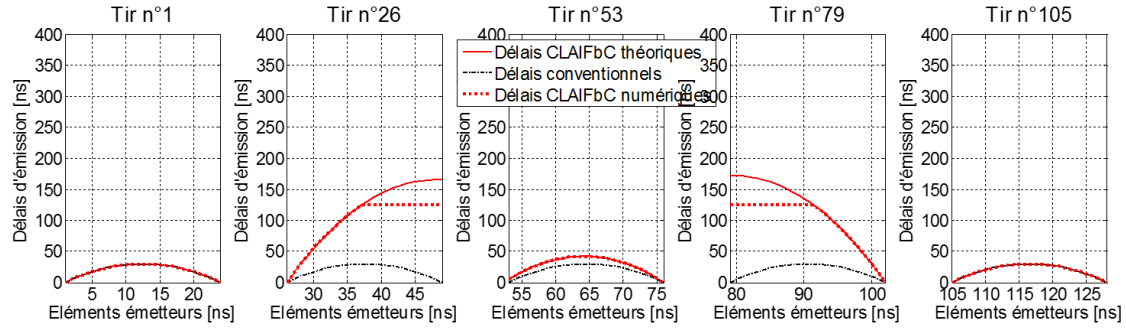
$$\Delta\tau_{erreur/tir} = \frac{\mathbb{E}(|\tau_{th}(elem_E) - \tau_{num}(elem_E)|)}{\mathbb{E}(\tau_{th}(elem_E))} \quad (5.15)$$

Quel que soit l'acquisition, toutes les reconstructions bénéficient en réception d'une ouverture adaptatrice, régie par un F-number($F_{\#}$) commun de 1, et d'une focalisation dynamique continue (DRF, acronyme de Dynamic Receive Focusing *i.e.* pour chaque profondeur échantillonnée). La focalisation continue en réception suit une loi parabolique pour la célérité c_H dans les reconstructions de référence et conventionnelle, et adaptée suivant la technique CLAPC ou CLAIFbC pour les autres. Aucune apodisation n'est appliquée en réception. La valeur de $F_{\#}$ est légèrement inférieure à celle employée d'ordinaire en

5.2. PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL POUR L'IMAGERIE ÉCHOGRAPHIQUE DU FANTÔME INTRA-OCULAIRE



(a) Matrice d'émission CLAIFbC adaptée pour la forme accommodée sous sa forme théorique (à gauche) et numérique (à droite).



(b) Profils des délais pour différents tirs du balayage linéaire.

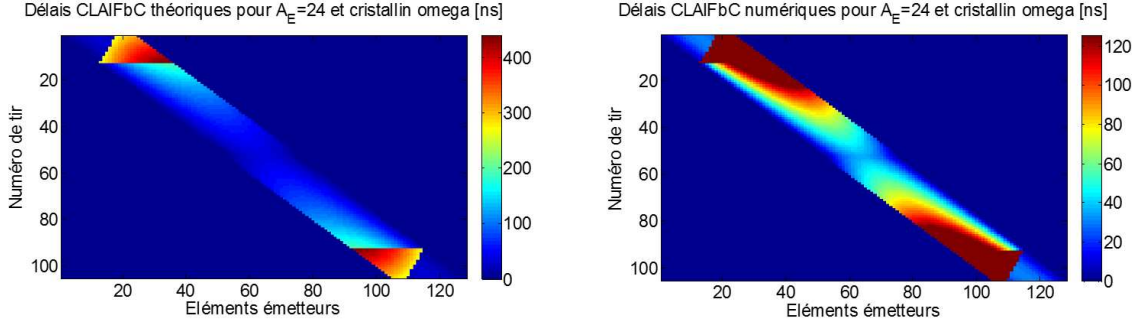
FIGURE 5.15 – Émission adaptée avec la méthode CLAIFbC pour compenser les aberrations de phase générées par le cristallin synthétique dans l'expérience sur la forme accommodée. Le délai numérique maximal que l'on peut appliquer en émission avec l'ECODERM est de 125.5 ns.

échographie médicale où elle est généralement comprise entre 2 et 3 pour l'ouverture réceptrice. Un $F_{\#}$ plus petit est ici choisi délibérément pour accentuer les effets aberrateurs du cristallin synthétique, étant donné qu'une ouverture réceptrice plus grande y sera plus sensible.

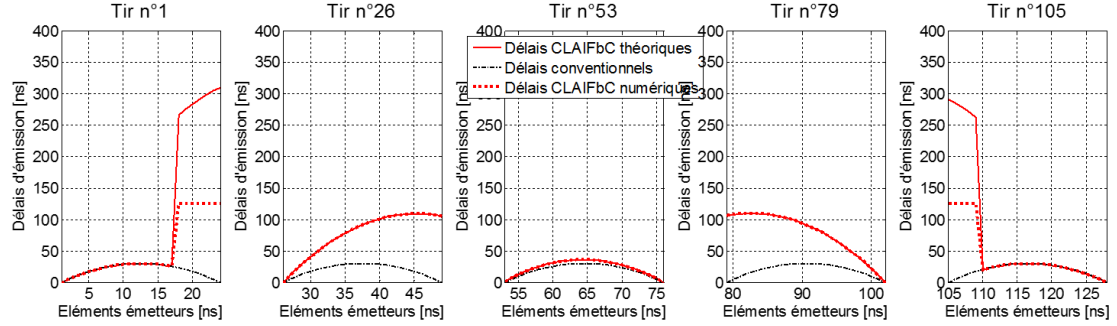
5.2.3.1 Précisions sur la reconstruction CLAPC

Nous l'avons évoqué à plusieurs reprises, la reconstruction CLAPC intègre les célérités c_L et c_H dans la détermination des temps de vol entre un point focal $\Omega_f(x_f; z_f)$ et un élément de la sonde, mais néglige la réfraction. En utilisant une notation analogue à celle employée dans le chapitre 4 pour la technique CLAIFbC, et en considérant un point A extérieur au cristallin, voici comment s'exprime le temps de vol entre deux points A et B dans la reconstruction CLAPC :

5.2. PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL POUR L'IMAGERIE ÉCHOGRAPHIQUE DU FANTÔME INTRA-OCULAIRE



(a) Matrice d'émission CLAIFbC adaptée pour la forme désaccommodée sous sa forme théorique (à gauche) et numérique (à droite).



(b) Profils des délais pour différents tirs du balayage linéaire.

FIGURE 5.16 – Émission adaptée avec la méthode CLAIFbC pour compenser les aberrations de phase générées par le cristallin synthétique dans l'expérience sur la forme désaccommodée.

$$TOF_{[AB]} = \frac{\|\vec{AB}\|}{c_H} + L_{L,rect} \left(\frac{1}{c_L} - \frac{1}{c_H} \right) \text{ avec } L_{L,rect} = \begin{cases} 0 & \text{si } I_{[AB] \cap \zeta_L} = 0 \\ \frac{\|\vec{M_{rect}B}\|}{\|\vec{M_{rect}M'_{rect}}\|} & \text{si } I_{[AB] \cap \zeta_L} = 1 \\ \frac{\|\vec{M_{rect}M'_{rect}}\|}{\|\vec{M_{rect}M'_{rect}}\|} & \text{si } I_{[AB] \cap \zeta_L} = 2 \end{cases} \quad (5.16)$$

où $L_{L,rect}$ représente la portion de segment $[AB]$ incluse dans le cristallin.

Contrairement à CLAIFbC, la technique CLAPC ne bénéficie pas de considérations énergétiques sur le faisceau émis, lorsqu'il est amené à traverser simultanément humeur et cristallin (voir section 4.2.3 du chapitre précédent). Le point E est donc systématiquement le centre géométrique de l'ouverture émettrice, soit le point de coordonnées $(x_f; 0)$, dans l'hypothèse où le cristallin n'est pas incliné par rapport à la sonde US (les éléments de celle-ci ont alors une ordonnée nulle).

5.2.4 Traitement appliqué aux images échographiques pour l'analyse quantitative

Toutes les images échographiques procèdent des mêmes filtrage passe bande à 100% de la fréquence centrale, interpolation, détection d'enveloppe et compression logarithmique.

5.2. PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL POUR L'IMAGERIE ÉCHOGRAPHIQUE DU FANTÔME INTRA-OCULAIRE

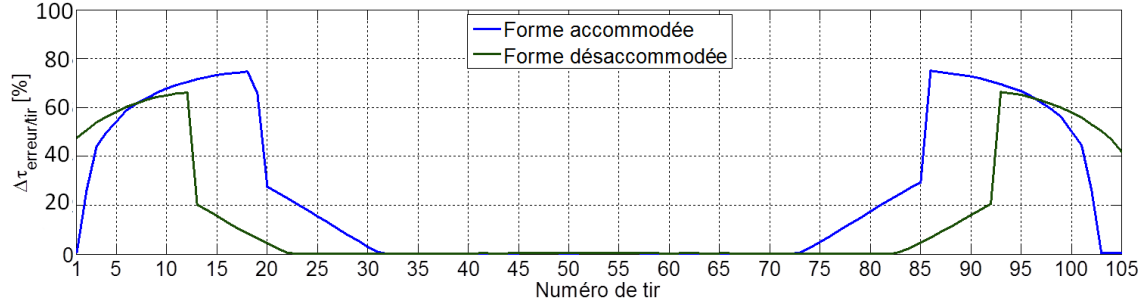


FIGURE 5.17 – Erreur relative en émission des délais numériques par rapport aux délais CLAIFbC théoriques pour les expérimentations sur la forme accommodée ($\Delta\tau_{\text{erreur}/\text{tir}}|_{\alpha}$ en bleu, égale à 28.2% en moyenne) et désaccommodée ($\Delta\tau_{\text{erreur}/\text{tir}}|_{\Omega}$ en vert, égale à 16.45% en moyenne). Cette erreur est maximale lorsque les tirs sont amenés à traverser le cristallin synthétique (en périphérie) et la turpentine simultanément (tirs 1 à 19 et 86 à 103 dans le cas accommodé soit une erreur relative moyenne de 66.3% sur 36% des tirs, et 1 à 12 et 93 à 103 dans le cas désaccommodé soit une erreur relative moyenne de 57.7% sur 24% des tirs). Elle décroît ensuite de façon linéaire depuis la périphérie (tirs 20 à 31 et 73 à 85 dans le cas accommodé soit une erreur relative moyenne de 16.9% sur 24% des tirs, et 13 à 21 et 84 à 92 dans le cas désaccommodé soit une erreur relative moyenne de 11.4% sur 17% des tirs). L'erreur relative est quasi nulle pour le reste des tirs, soit 40% dans le cas accommodé et 59 % dans le cas désaccommodé.

La compression logarithmique est appliquée, pour une dynamique d'affichage DR donnée, selon l'expression 3.26 décrite dans la section 3.2.2.2 du chapitre 3.

La résolution et la fidélité spatiale sont quantifiées à partir des fonctions d'étalement du point (PSFs) des réflecteurs ponctuels du fantôme de fils. La précision de l'ensemble des mesures spatiales est comprise entre plus ou moins la moitié du pas axial ($\frac{cH}{2f_e}$ soit la distance élémentaire entre deux points axiaux échantillonnés à f_e) *e.g.* $\pm 3.2 \mu\text{m}$ aussi bien pour les valeurs axiales que latérales, puisque l'interpolation latérale assure un échantillonnage identique dans la deux directions.

La quantification des distorsions spatiales induites par les cristallins synthétiques est une mesure essentielle pour apprécier d'une part leur ampleur dans les images issues d'un BF conventionnel et d'autre part leur réduction dans celles issues d'un BF adapté, en particulier de CLAIFbC. Les erreurs de position axiale (Err_r) et latérale (Err_l) associées à une PSF particulière, pour un B-scan au travers du cristallin, ont ainsi été déterminées en mesurant la distance entre le centre de cette PSF et celui de la PSF correspondant au même réflecteur ponctuel dans le B-scan de référence. De la norme euclidienne de ces deux erreurs axiale et latérale, est déduite l'erreur spatiale totale (Err_{total}). Le centre de chaque PSF est déterminé comme le centroïde spatial des pixels supérieurs ou égaux à -6 dB de son maximum.

La résolution spatiale est quantifiée pour chaque PSF à -6 dB de son maximum (FWHM - Full Width Half Maximum). La recherche du contour à -6 dB s'effectue axialement à ± 0.2 mm autour du centre de la PSF et latéralement à ± 0.8 mm, pour les mesures respectives de la résolution axiale et latérale.

Le rapport signal sur bruit (SNR) des B-scans est déterminé à partir des signaux reconstruits S_{BF} avant la compression logarithmique. Le SNR est calculé dans une région

5.3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX DES RECONSTRUCTIONS CONVENTIONNELLE, CLAPC ET CLAIFBC

autour de chacun des trois plateaux de fils d'après l'expression 5.17. Le bruit, σ_{noise} , est mesuré par la valeur rms moyenne des pixels appartenant à une région voisine du plateau considéré et exempte de signal ou de la contribution de lobes secondaires.

$$SNR = 20\log_{10} \left(\frac{\max(S_{BF})}{\sigma_{noise}} \right) \quad (5.17)$$

Afin de mettre en lumière dans quelle mesure l'amplitude des PSFs des B-scans sur cristallins synthétiques est diminuée par rapport aux B-scans de référence, nous avons introduit la mesure du gain relatif en signal $G_{BF/Ref}$ comme suit (Eq. 5.18) :

$$G_{BF/Ref}[n] = 20\log_{10} \left(\frac{\max(PSF_{BF}[n])}{\max(PSF_{Ref}[n])} \right) \quad (5.18)$$

où BF se réfère à la technique de reconstruction appliquée *i.e.* conventionnelle, CLAPC ou CLAIFbC et n désigne l'entier naturel correspondant à une PSF analysée.

La mesure du SNR et de $G_{BF/Ref}$ a été choisie comme moyen d'apprécier le contraste dans les images en lieu et place d'une mesure plus directe du rapport entre le lobe principal d'une PSF et de ses lobes secondaires du fait, d'une part, de l'asymétrie de ceux-ci dans les images obtenues, mais surtout, de l'aliasing spatial dont certaines PSFs peuvent souffrir, notamment dans les B-scans issus d'une reconstruction conventionnelle.

5.3 Résultats expérimentaux des reconstructions conventionnelle, CLAPC et CLAIFbC

Les résultats présentés dans cette section sont ceux parus dans la revue IEEE Transactions on Medical Imaging (TMI) [Mateo *et al.*, 2014].

5.3.1 Résultats qualitatifs sur formes cristalliniennes accommodées et non-accommodées

Les images en mode-B issues des reconstructions conventionnelle, CLAPC et CLAIFbC lors des expérimentations sur cristallin synthétique sont affichées figures 5.18 et 5.20, respectivement pour la forme accommodée et désaccommodée.

5.3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX DES RECONSTRUCTIONS CONVENTIONNELLE, CLAPC ET CLAIFBC

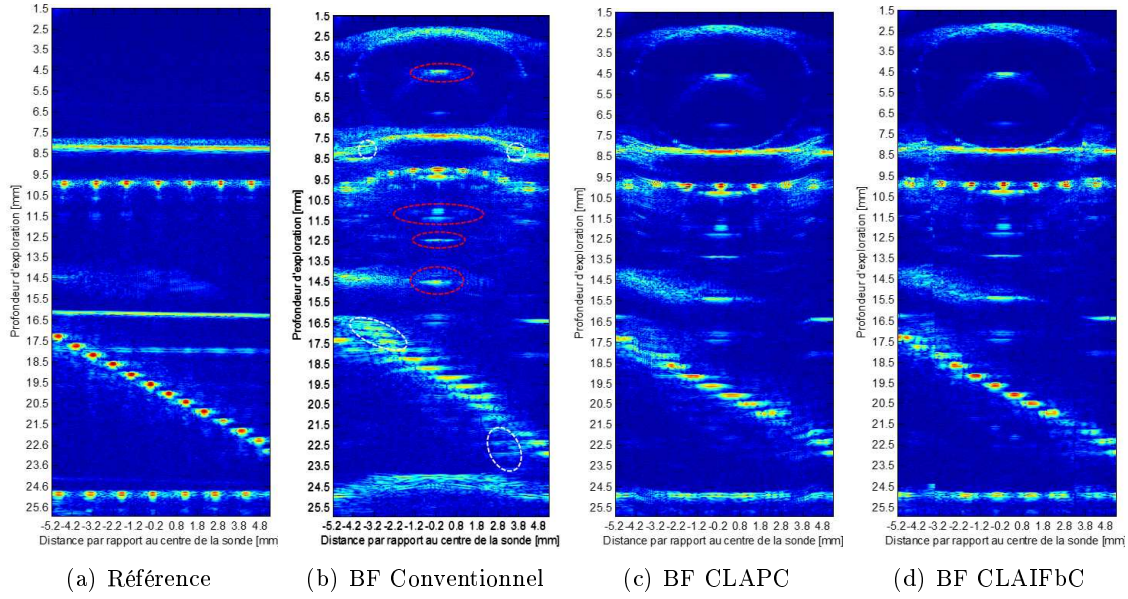


FIGURE 5.18 – Images en mode-B du fantôme de fils dans la turpentine seule (a) et au travers du cristallin synthétique de forme accommodée, reconstruites au moyen des techniques conventionnelle (a et b), CLAPC (c) et CLAIFbC (d). Les traits pointillés soulignent les deux types d’artéfacts rencontrés : les échos de répétition (en rouge) et les mirages acoustiques (en blanc). DR = 40 dB.

Les images en mode-B du cristallin synthétique accommodé et désaccommodé issues de la reconstruction conventionnelle et CLAIFbC sont confrontées figures 5.19 et 5.21, pour chaque forme étudiée. La dynamique d’affichage (DR) a été accrue afin de mieux observer la partie postérieure du cristallin. Les contours $\zeta_{L\alpha}$ et $\zeta_{L\Omega}$ détectés depuis la reconstruction conventionnelle sont superposés aux images, laissant apprécier la fidélité spatiale de chacune. En effet, pour les deux formes de cristallin étudiées, ce contour détecté est très proche de celui du moule (voir Table 5.1) et donc du contour réel.

5.3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX DES RECONSTRUCTIONS CONVENTIONNELLE, CLAPC ET CLAIFbC

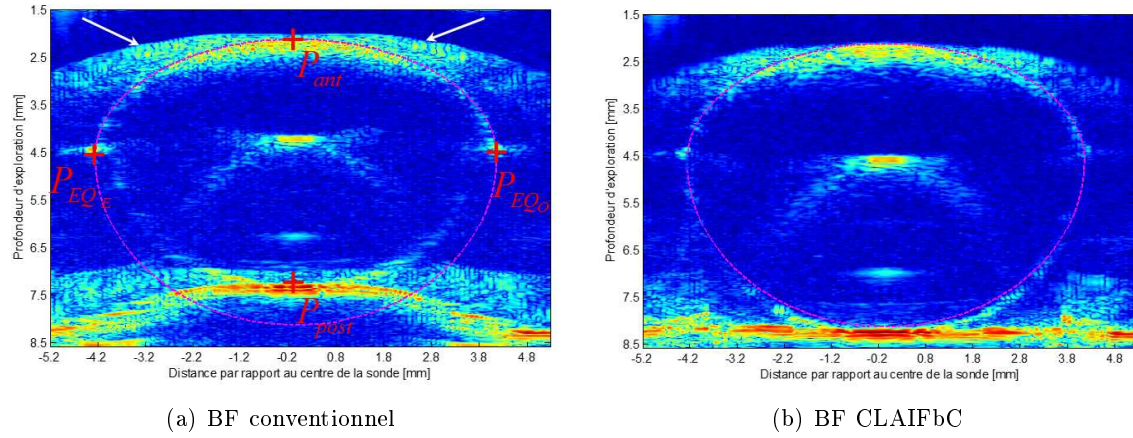


FIGURE 5.19 – Superposition du contour détecté sur les images en mode-B du cristallin synthétique de forme accommodée obtenu par reconstruction conventionnelle et CLAIFbC (trait pointillé magenta). Les croix rouges représentent les 4 points sélectionnés manuellement pour la détection du contour utile aux reconstructions adaptées. Ce contour a pour caractéristiques géométriques $e_{ant} = 2.473$ mm, $e_{post} = 3.541$ mm, et $L_{eq} = 8.439$ mm, soit des valeurs très proches du contour $\zeta_{L\alpha}$ utilisé pour le moule de la forme accommodée. Les flèches blanches pointent les lobes secondaires qui apparaissent à faible profondeur du fait de la grande ouverture réceptrice employée. DR=50 dB.

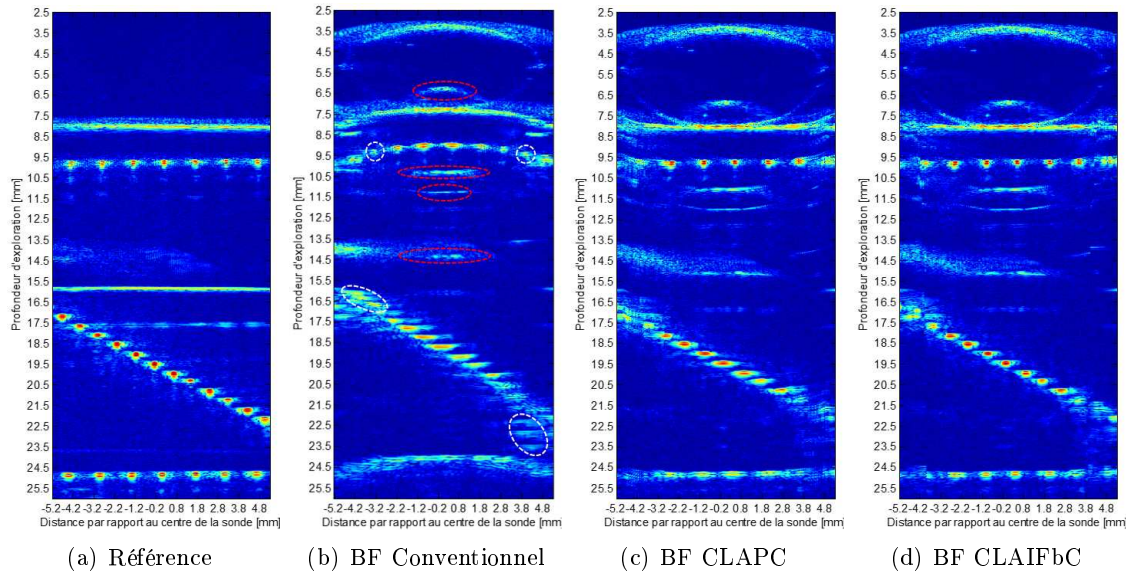


FIGURE 5.20 – Images en mode-B du fantôme de fils dans la turpentine seule (a) et au travers du cristallin synthétique de forme désaccommodée, reconstruites au moyen des techniques conventionnelle (a et b), CLAPC (c) et CLAIFbC (d). Les traits pointillés soulignent les deux types d'artéfacts rencontrés : les échos de répétition (en rouge) et les mirages acoustiques (en blanc). DR = 40 dB.

5.3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX DES RECONSTRUCTIONS CONVENTIONNELLE, CLAPC ET CLAIFBC

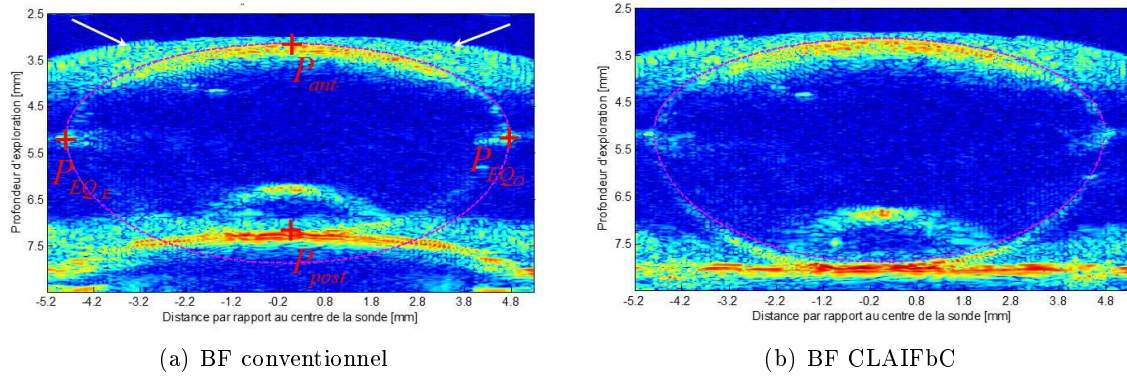


FIGURE 5.21 – Superposition du contour détecté sur les images en mode-B du cristallin synthétique de forme désaccommodée obtenu par reconstruction conventionnelle et CLAIFbC (trait pointillé magenta). Les croix rouges représentent les 4 points sélectionnés manuellement pour la détection du contour utile aux reconstructions adaptées. Ce contour a pour caractéristiques géométriques $e_{ant} = 1.959$ mm, $e_{post} = 2.772$ mm, et $L_{eq} = 9.551$ mm, soit des valeurs très proches du contour $\zeta_{L\Omega}$ utilisé pour le moule de la forme désaccommodée. Les flèches blanches pointent les lobes secondaires qui apparaissent à faible profondeur du fait de la grande ouverture réceptrice employée. DR=50 dB.

Les résultats liés aux performances de convergence de la méthode de reconstruction CLAIFbC sont synthétisés dans la table 5.3 qui liste, pour les expérimentations sur chaque forme de cristallin synthétique, le nombre de chemins résolus et non résolus ($N_{pathscalculated}$ et $N_{pathsunresolved}$), le nombre moyen d'itérations ($\hat{N}_{iterations}$) et de réinitialisations effectuées (\hat{N}_{reinit}) ainsi que l'erreur angulaire moyenne associée ($\overline{|Err_{ang}|}$).

	Cristallin synthétique accommodé	Cristallin synthétique désaccommodé
$N_{pathscalculated}$	33,497,437	34,872,548
$N_{pathsunresolved}$	43,249	9,436
$\hat{N}_{iterations}$	1.0902	1.0528
\hat{N}_{reinit}	0.0267	0.0068
$\overline{ Err_{ang} }$	0.02238°	0.00739°

TABLE 5.3 – Résultats de convergence pour la reconstruction des B-scans 5.18(d) et 5.20(d) par la technique CLAIFbC.

5.3.2 Analyse quantitative de la résolution et de la fidélité spatiale

L'analyse quantitative a été réalisée, pour chaque technique de reconstruction, sur les PSFs suffisamment résolue dans les reconstructions conventionnelles au travers des cristallins synthétiques de forme accommodée et désaccommodée. De ce fait, 17 PSFs ont été analysées dans l'expérimentation sur forme accommodée et 23 dans celle sur forme désaccommodée. Une numérotation a été attribuée à chacune comme illustré respectivement par

5.3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX DES RECONSTRUCTIONS CONVENTIONNELLE, CLAPC ET CLAIFBC

les figures 5.22(a) et 5.22(b).

Dans ces figures, le centre des PSFs extrait de chaque reconstruction au travers des cristallins synthétique a été superposé aux images de références (Fig. 5.22), afin de mettre en évidence l'erreur spatiale (Err_{total}). Les valeurs quantitative associées, comprenant l'expression des erreurs axiale (Err_r) et latérale(Err_l) sont reportées dans les figures 5.23 et 5.24 pour les formes accommodée et non accommodée, respectivement.

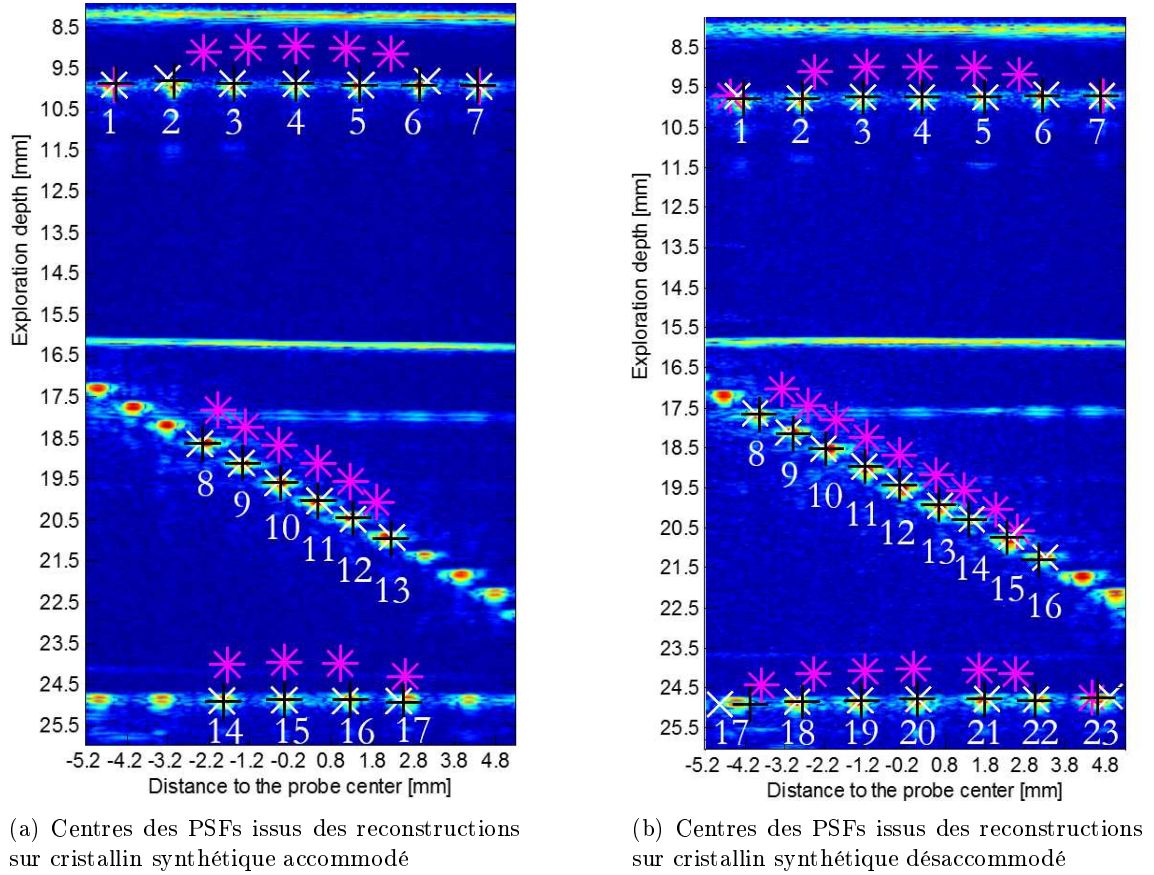


FIGURE 5.22 – Superposition sur les B-scans de référence du centre des 17 et 23 PSFs extraits des reconstructions conventionnelles (*), CLAPC (x) et CLAIFbC (+) au travers des cristallins synthétiques de forme accommodée (Fig. 5.22(a)) et désaccommodée (Fig. 5.22(b)), respectivement. Le numéro attribué à chaque PSF est celui employé dans le texte et les figures suivantes. DR = 40 dB

Les résolutions axiale (Δr_{-6dB}) et latérale (Δl_{-6dB}) mesurées sont représentées figures 5.25 et 5.27 par des barres verticales et horizontales pour chaque PSF analysée dans les reconstructions au travers des formes accommodée et désaccommodée, respectivement. Les valeurs quantitatives associées sont reportées dans les figures 5.26 et 5.28 pour chaque forme respective.

5.3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX DES RECONSTRUCTIONS CONVENTIONNELLE, CLAPC ET CLAIFBC

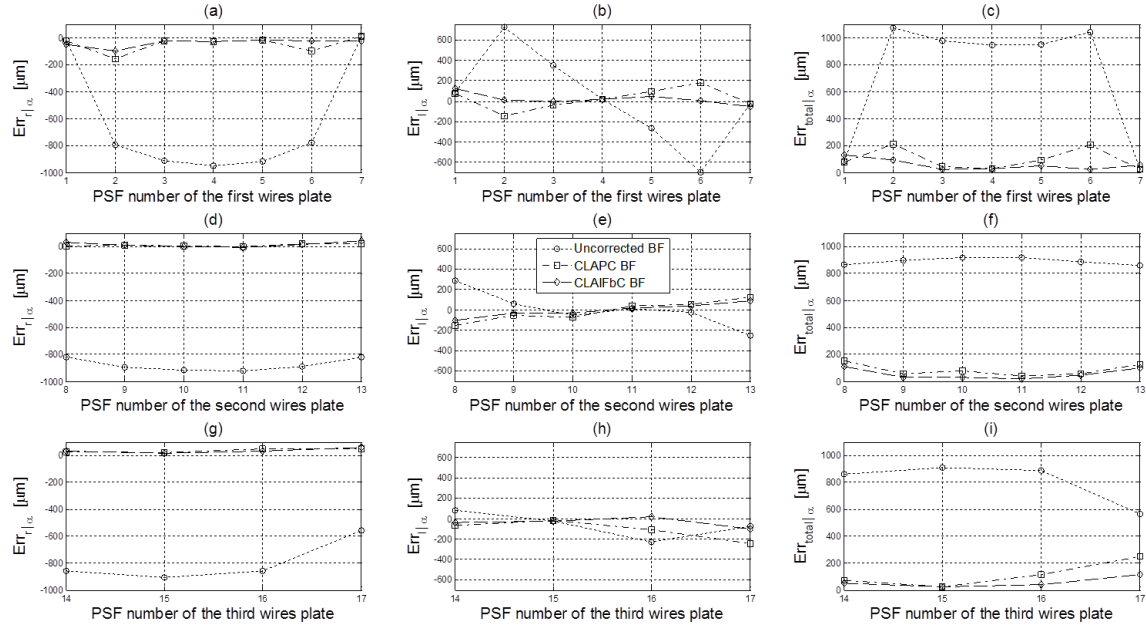


FIGURE 5.23 – Erreur spatiale par rapport à l'image de référence, pour chaque PSF analysée dans les reconstructions conventionnelle (..), CLAPC (-.), et CLAIFbC (—) au travers de la forme accommodée. L'erreur axiale $Err_r|_{\alpha}$ est représentée sur la colonne de gauche (a,d,g). L'erreur latérale $Err_l|_{\alpha}$ se trouve au centre (b,e,h) et l'erreur totale $Err_{totale}|_{\alpha}$ à droite (g,h,i). L'affichage des PSFs est réparti suivant les plateaux de fils auxquelles elles appartiennent, afin de mettre en évidence les tendances locales.

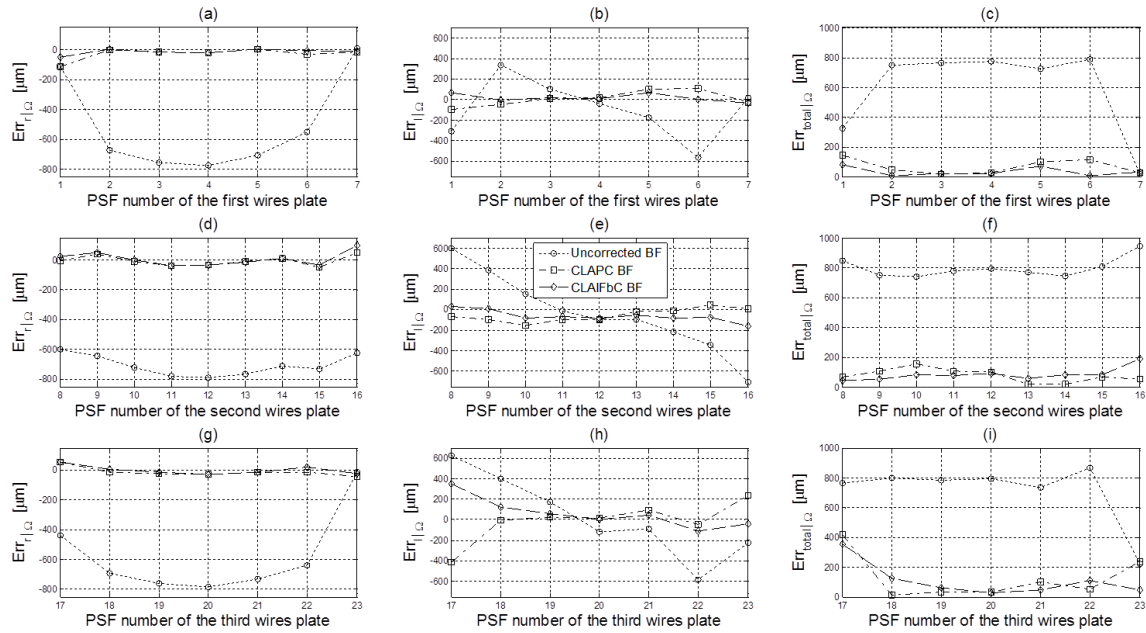


FIGURE 5.24 – Même légende que pour la figure 5.23 qui précède, mais dans le cas du cristallin synthétique de forme déaccommodée.

5.3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX DES RECONSTRUCTIONS CONVENTIONNELLE, CLAPC ET CLAIFbC

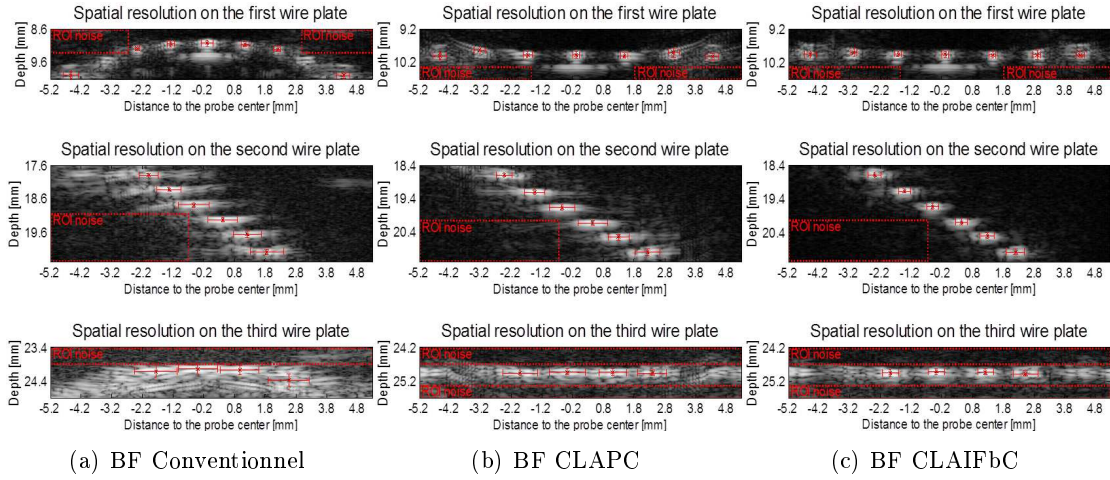


FIGURE 5.25 – Affichage des résolutions axiale ($\Delta r_{-6dB}|\alpha$) et latérale ($\Delta l_{-6dB}|\alpha$), représentées par des barres verticales et horizontales, propres à chaque PSF analysée dans les B-scan conventionnel (a), CLAPC (b) et CLAIFbC (c), dans la situation accommodée. De plus, les régions utilisées pour déterminer le bruit σ_{noise} lors du calcul du SNR sont représentées par des rectangles en trait pointillé rouge. L’affichage est limité aux régions comprenant chaque plateau de fil et l’échelle de couleur est ici en niveau de gris. DR=40dB.

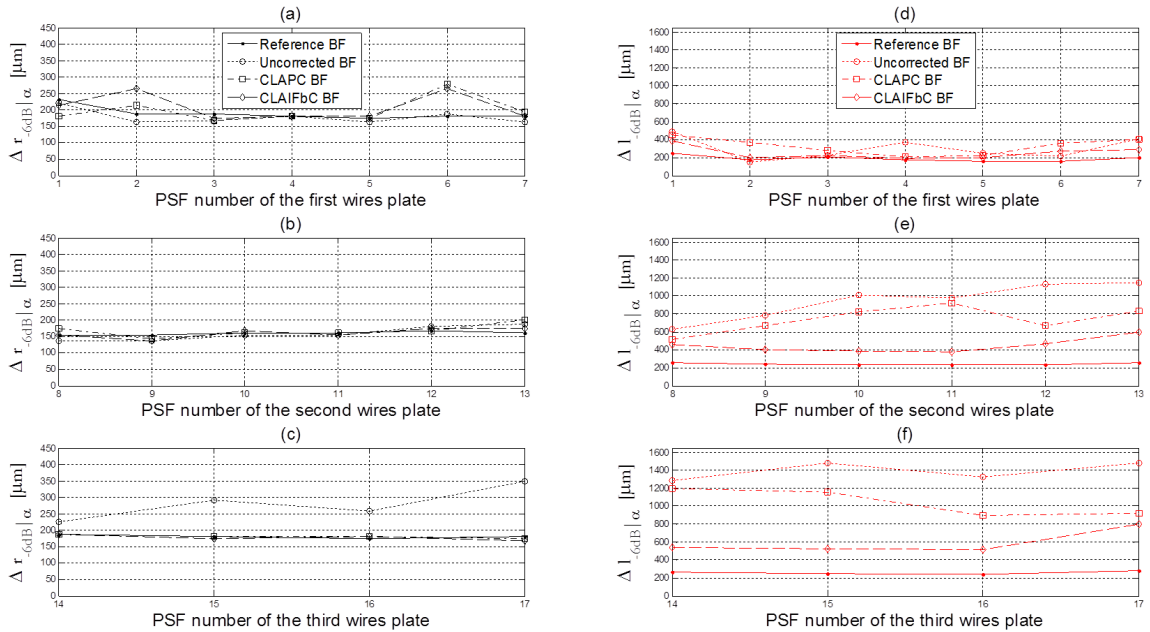


FIGURE 5.26 – Résolutions axiale (a,b,c) et latérale (d,e,f) $\Delta r_{-6dB}|\alpha$ et $\Delta l_{-6dB}|\alpha$, pour chaque PSF analysée dans les reconstructions conventionnelles, CLAPC et CLAIFbC au travers de la forme accommodée. De même que pour les figures précédentes, l’affichage est séparé par plateau de fil.

5.3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX DES RECONSTRUCTIONS CONVENTIONNELLE, CLAPC ET CLAIFBC

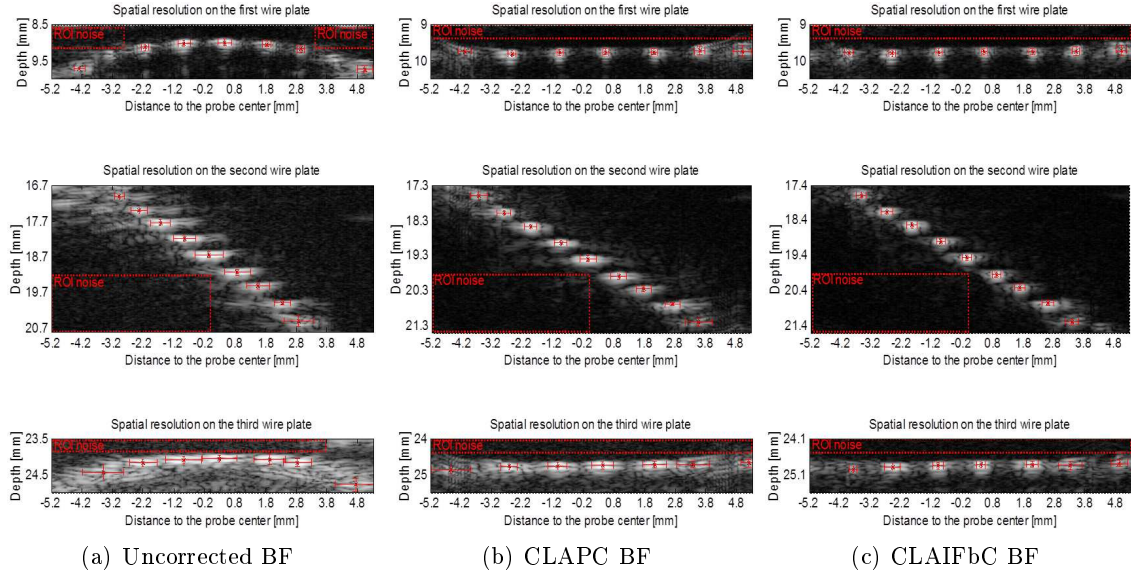


FIGURE 5.27 – Affichage des résolutions axiale ($\Delta r_{-6dB}|\Omega$) et latérale ($\Delta l_{-6dB}|\Omega$), représentée par des barres verticales et horizontales, propres à chaque PSF analysée dans les B-scan conventionnel (a), CLAPC (b) et CLAIFbC (c), dans la situation désaccommodée. De plus, les régions utilisées pour déterminer le bruit σ_{noise} lors du calcul du SNR sont représentées par des rectangles en trait pointillé rouge. L’affichage est limité aux régions comprenant chaque plateau de fil et l’échelle de couleur est ici en niveau de gris. DR=40dB.

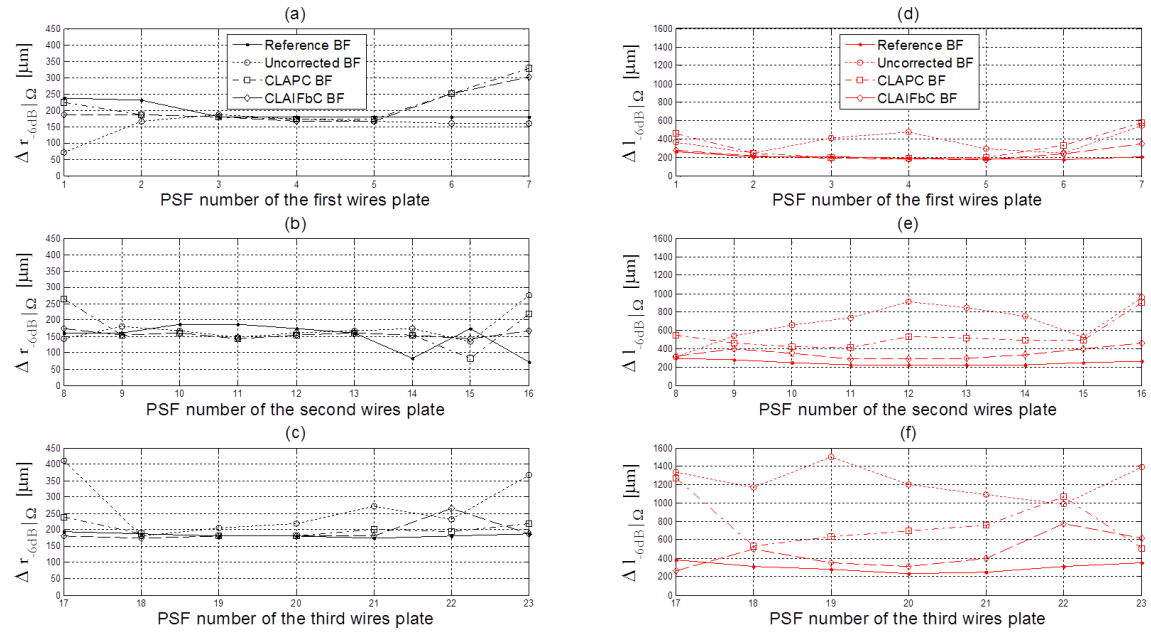


FIGURE 5.28 – Même légende que pour la figure 5.26 qui précède, mais dans le cas du cristallin synthétique de forme désaccommodée.

La résolution latérale mesurée sur les images de référence concorde avec la résolution

5.3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX DES RECONSTRUCTIONS CONVENTIONNELLE, CLAPC ET CLAIFBC

théorique dans un milieu homogène pour l'ouverture effective utilisée. En revanche, ce n'est pas le cas pour la résolution axiale dont la valeur est environ trois fois supérieure à celle attendue ($\lambda_{turpentine} \simeq 64\mu m$ à 20 MHz). Cette inconsistance est attribuée à l'existence d'un double écho associé à l'entrée puis la sortie du pulse US, probablement induit par le polyéthylène à haut poids moléculaire que contient le fil utilisé. Bien que l'hypothèse de réflectivité ponctuelle des fils ne soit plus exacte, les tendances générales que l'on observe sur la résolution restent valides.

Le SNR mesuré dans chacune des régions entourant un des trois plateaux de fils, telles qu'affichées dans les figures 5.25 et 5.27 pour les formes accommodées et désaccommodées, respectivement, est représenté figure 5.29. Les zones de bruits sélectionnées et représentées par des cadres en trait pointillé rouge dans les figures 5.25 et 5.27, sont identiques pour les deux techniques de reconstruction adaptées et les plus proches possible dans les images conventionnelles. Les importantes distorsions que comportent ces dernières n'ont en effet pas permis de sélectionner la même zone de bruit.

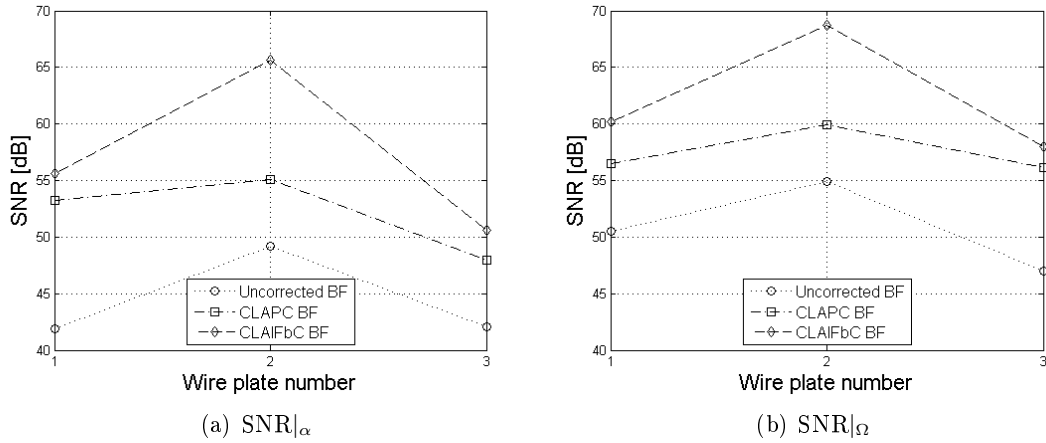


FIGURE 5.29 – SNR calculé pour chaque région autour d'un plateau de fil, dans les B-scans conventionnels, CLAPC et CLAIFbC, pour les formes accommodée (a) et désaccommodée (b). Les plateaux de fils sont numérotés de façon croissante avec leur profondeur.

Le gain relatif en signal $G_{BF/Ref}$ est représenté, pour l'ensemble des PSFs analysées et chaque expérimentation, dans la figure 5.30.

5.3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX DES RECONSTRUCTIONS CONVENTIONNELLE, CLAPC ET CLAIFBC

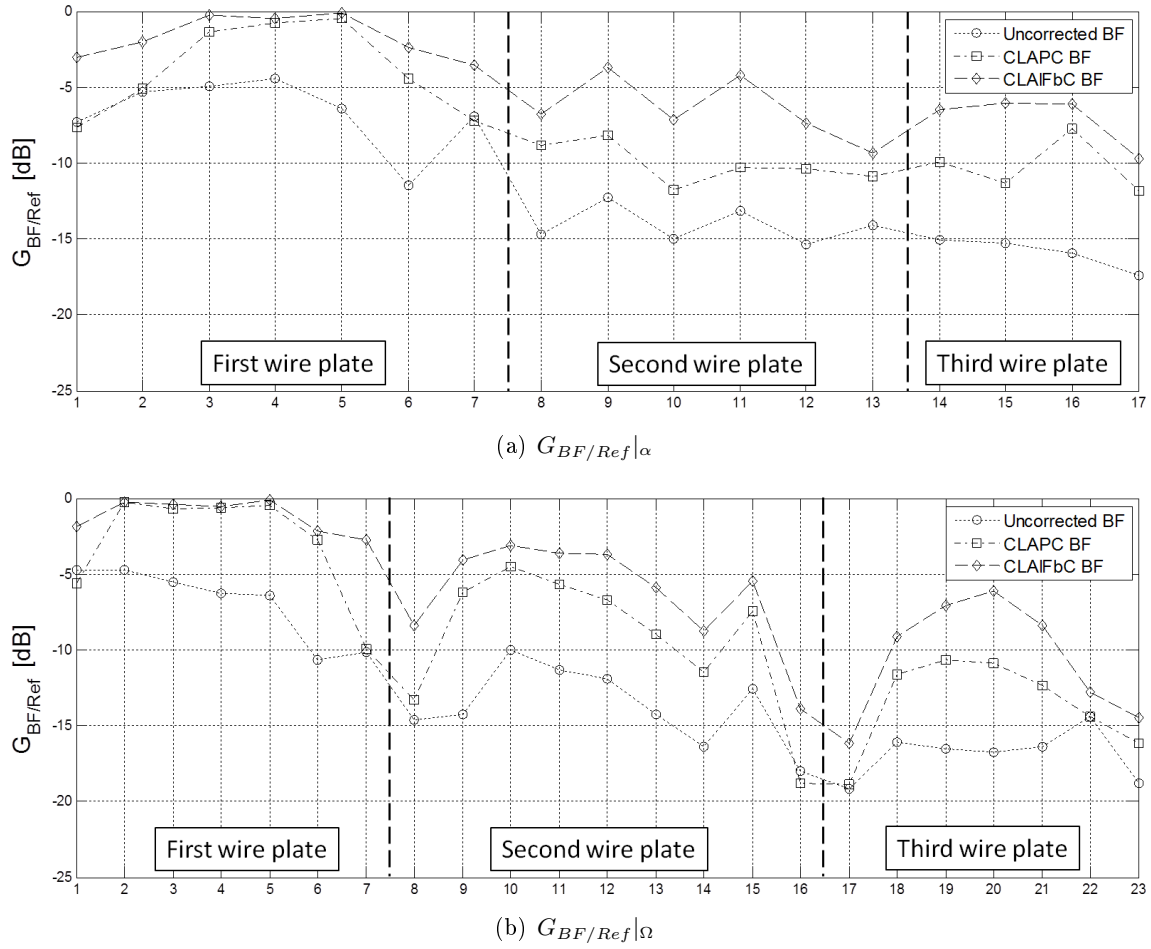


FIGURE 5.30 – Gain relatif par rapport à la référence pour chaque PSF analysée dans les B-scans conventionnels, CLAPC et CLAIFbC, pour les formes accommodée (a) et désaccommodée (b).

L'analyse quantitative, ici exposée dans ses détails, est synthétisée dans la table 5.4 où figurent les valeurs moyennes calculées pour l'ensemble des paramètres analysés, sur chaque PSF suffisamment résolues. Certaines PSFs, parmi les 17 et les 23, analysées respectivement au travers des formes accommodée et désaccommodée, ont dû être rejetées du calcul de ces valeurs moyennes lorsqu'elles n'apparaissaient pas pertinentes pour le critère considéré. Ainsi, dans les deux situations, les PSFs n°1 et n°7 ne sont pas comprises dans le calcul de l'erreur spatiale moyenne des B-scans conventionnels car elles apparaissent deux fois à l'image. Il s'agit d'un phénomène de mirage acoustique discuté dans la section suivante. Dans la situation accommodée, les PSFs n°2 et n°6 ont été retirées du calcul de la résolution spatiale moyenne des B-scans conventionnels. De même, dans la situation désaccommodée, les PSFs n°2, 6, 8, 17 et 23 ont été retirées du calcul de la résolution spatiale moyenne des B-scans conventionnels, car elles étaient trop bruitées. Les PSFs n°23 et 17 ont de plus été retirées, respectivement, des B-scans CLAPC et CLAIFbC, car elles étaient tronquées et bruitées.

5.4. ANALYSE DES RÉSULTATS QUANTITATIFS ET DISCUSSION

		$\widehat{\Delta r}_{-6dB}$ [μm] $\pm SD$	$\widehat{\Delta l}_{-6dB}$ [μm] $\pm SD$	$ \widehat{Err}_r $ [μm] $\pm SD$	\widehat{Err}_l [μm] $\pm SD$	\widehat{Err}_{total} [μm] $\pm SD$	$\widehat{G}_{BF/Ref}$ [dB] $\pm SD$
Accommodée	Référence	177 \pm 18	224 \pm 37	-	-	-	0
	Conventionnel	197 \pm 59	869 \pm 433	853 \pm 93	209 \pm 225	905 \pm 110	-11.4 \pm 4.4
	CLAPC	183 \pm 28	643 \pm 310	33 \pm 37	89 \pm 62	98 \pm 68	-8.9 \pm 4.2
	CLAIFbC	184 \pm 33	402 \pm 161	30 \pm 22	44 \pm 37	57 \pm 36	-4.6 \pm 2.9
Désaccommodée	Référence	175 \pm 35	251 \pm 50	-	-	-	0
	Conventionnel	182 \pm 46	776 \pm 322	660 \pm 168	288 \pm 212	758 \pm 129	-12.6 \pm 4.6
	CLAPC	191 \pm 49	544 \pm 267	27 \pm 24	79 \pm 90	89 \pm 89	-8.6 \pm 5.5
	CLAIFbC	183 \pm 39	352 \pm 139	25 \pm 22	68 \pm 71	76 \pm 71	-6 \pm 4.7

TABLE 5.4 – Valeurs moyennes et écarts types de l'ensemble des paramètres analysés, calculés sur les 17 et 23 PSFs suffisamment résolues que comportent respectivement les B-scans au travers des formes accommodée et désaccommodée.

5.4 Analyse des résultats quantitatifs et discussion

La discussion abordée dans cette partie porte sur les résultats de l'analyse quantitative. Elle débute par quelques remarques générales sur les qualités des images obtenues avant de se concentrer sur les résultats de l'analyse quantitative. Lorsque la forme du cristallin n'est pas mentionnée, celles-ci s'appliquent aux deux états accommodatifs étudiés.

5.4.1 Appréciation générale des B-scans obtenus au travers des cristallins synthétiques

La comparaison des B-scans de référence (Figs. 5.18(a) et 5.20(a)) avec ceux issus de la reconstruction conventionnelle au travers des cristallins synthétiques de forme accommodée et désaccommodée (Figs. 5.18(b) et 5.20(b)) renseigne sur les altérations conséquentes qu'ils provoquent. À la baisse de résolution spatiale et du contraste manifeste, s'ajoutent des artefacts et des distorsions induites par les fortes aberrations de phase qu'ils engendrent. Ces altérations apparaissent clairement diminuées, voire pour certaines éliminées, dans les B-scans issus de l'émission adaptée CLAIFbC et reconstruits au moyen des techniques CLAPC et CLAIFbC.

5.4.1.1 Artefacts

Les B-scans conventionnels (Figs. 5.18(b) et 5.20(b)) souffrent de différents artefacts parmi lesquels deux types sont identifiables :

- des échos de répétition identifiés sur les B-scans par les traits pointillés rouges,
- des mirages acoustiques identifiés par les traits pointillés blancs.

Les premiers sont communs en échographie, apparaissant lorsqu'une différence d'impédance acoustique significative existe entre deux milieux. Certains des échos de répétition que nous observons ici résultent de la présence du cristallin synthétique *e.g.* les échos situés à l'intérieur et juste après le cristallin) et d'autres proviennent de la fine membrane sur laquelle il repose.

5.4. ANALYSE DES RÉSULTATS QUANTITATIFS ET DISCUSSION

Les autres artéfacts, ici dénommés mirages acoustiques mais également désignés par "échos multiples de PSF" [Nock *et al.*, 1989], "artéfact de dédoublement d'image" [Müller *et al.*, 1984], ou encore "artéfact d'image de chemins multiples" [Meyer, 1982] dans la littérature, résultent tous d'une intense réfraction, capable de ramener des échos extérieurs à l'axe de tir. Ces mirages acoustiques se remarquent dans les régions situées au delà de la périphérie du cristallin. Les exemples les plus évidents sont les PSFs mirages, entourés en blanc, et clairement notables sur le plateau de fil le plus proche des cristallins synthétiques. Elles consistent en une seconde image des réflecteurs ponctuels n°1 et n°7 provoquée par le défléchissement du tir émis au niveau de la périphérie cristallinienne. Nous reviendrons sur ces effets, conséquences de l'intense réfraction au bord du cristallin, dans la section 5.4.4.

Ces mirages acoustiques sont absents des B-scans issus des reconstructions adaptées (Figs. 5.18(c), 5.20(c) et 5.18(d), 5.20(d)) lorsque l'émission est également adaptée, mais se retrouvent légèrement perceptibles lorsque celle-ci ne l'est pas (voir Figs 5.35 et 5.36 de la section 5.5.2 qui suit).

5.4.1.2 Distorsions spatiales

Les B-scans conventionnels (Figs. 5.18(b) et 5.20(b)) sont également affectés par de sévères distorsions au niveau du segment postérieur des cristallins synthétiques et au delà. L'ensemble des PSFs situés dans l'ombre acoustique des cristallins apparaissent décalées axialement vers la sonde, et décalées latéralement en direction de l'axe du cristallin. Par conséquent, la fine membrane de polypropylène tendue pour supporter le cristallin apparaît faussement convexe, et avec moins d'intensité aux abords de la périphérie cristallinienne, ce qui traduit une perte de cohérence dans le rephasage des échos avant la sommation lors du DAS. Les PSFs en deçà des bords du cristallin sont soit des mirages, soit très bruitées. Les B-scans issus des reconstructions CLAPC ne présentent que peu de manifestations de ces distorsions et ceux issus des reconstructions CLAIFbC en sont quant à eux exempts.

5.4.2 Fidélité spatiale

Les pourcentages cités ici et dans les sections suivantes de la discussion ont été déterminés depuis les valeurs moyennes - marquées d'un chapeau - résumées dans la table 5.4. En raison de la différence de nombre d'échantillons (17 et 23) entre les deux états accommodatifs évalués, il se peut, dans de rares cas, que les valeurs moyennes ne reflètent pas les tendances de certains critères.

5.4.2.1 Des réflecteurs ponctuels dans l'ombre acoustique des cristallins synthétiques

Dans les B-scans conventionnels, l'erreur axiale Err_r apparaît maximale au niveau de l'axe des cristallins synthétiques puis décroît progressivement lorsque l'on s'en écarte, relativement à la proportion de milieu aberrateur traversé (Figs. 5.23 et 5.24). L'erreur latérale Err_l suit quant à elle l'évolution inverse, pratiquement inexistante dans l'axe du cristallin, elle s'accroît lorsque l'on se rapproche de ses bords, c'est à dire conjointement à l'augmentation de la courbure des faces antérieure et postérieure qui s'accompagne d'une intensification des effets réfractifs (cf. chapitre 2).

5.4. ANALYSE DES RÉSULTATS QUANTITATIFS ET DISCUSSION

Du fait de ces tendances opposées des erreurs axiale et latérale dans la direction transverse, l'erreur spatiale totale Err_{total} se retrouve relativement constante, affichant une valeur de 0.9 mm et 0.75 mm en moyenne, respectivement au travers des formes accommodée et désaccommodée. L'épaisseur et la courbure plus importante de la forme accommodée amplifient les erreurs axiale et latérale et conduisent donc à une erreur spatiale totale plus conséquente.

En comparaison des B-scans conventionnels, les erreur total moyenne $\widehat{Err_{total}}|_{\alpha}$ sur la forme accommodée et $\widehat{Err_{total}}|_{\Omega}$ sur la forme désaccommodée des B-scans adaptés apparaissent réduits respectivement de 89% et 88%, avec la technique CLAPC et 94% de 90% avec la technique CLAIFbC par rapport à la technique conventionnelle, le 100% étant défini par les B-scans de référence. Signalons que l'apparente meilleure correction des erreurs spatiales dans le cas accommodé (*e.g.* de 1% pour CLAPC et de 4% pour CLAIFbC) ne correspond pas à ce que l'on observe lorsque l'on compare les PSFs correspondant aux mêmes réflecteurs ponctuels sur les figures 5.23 et 5.24. Elle est faussement induite par les PSFs additionnelles, également les plus distordues, incluses dans le calcul des valeurs moyennes au travers de la forme désaccommodée, qui sont donc responsables d'un léger biais. En considérant néanmoins ces valeurs moyennes, la correction des distorsions apportée par CLAIFbC par rapport à CLAPC, se montre supérieure de 71% dans le cas accommodé et de 17% dans le cas désaccommodé. Ces améliorations sont principalement apportées par la plus grande réduction de l'erreur latérale (*e.g.* de 72% pour $\widehat{Err_l}|_{\alpha}$ et de 16% pour $\widehat{Err_l}|_{\Omega}$) qu'apporte CLAIFbC. L'intérêt et l'efficacité de CLAIFbC est ainsi mis en évidence, lorsque la géométrie du cristallin est cause d'une réfraction plus intense.

Bien que nous constatons ici que CLAPC apporte une amélioration substantielle de la fidélité spatiale, nous remarquons aussi la présence de quelques distorsions résiduelles sur ses B-scans, en deçà des bords des cristallins, en particulier sur la forme accommodée. Ces distorsions ne sont presque plus perceptibles dans les B-scans CLAIFbC, comme en témoigne l'erreur spatiale réduite à environ la longueur d'onde dans la turpentine ($\widehat{Err_{totale}}|_{\alpha} = 57 \mu m$ et $\widehat{Err_{totale}}|_{\Omega} = 76 \mu m$).

5.4.2.2 Du contour des cristallins synthétiques

L'importante restauration de la fidélité spatiale apportée par CLAPC et surtout CLAIFbC, favorise l'observation des régions postérieures au cristallin mais également l'observation du cristallin lui-même. Ainsi les segments postérieurs des cristallins synthétiques apparaissent beaucoup plus proches de leur géométrie réelle comme en attestent les figures 5.19 et 5.21 pour les deux formes étudiées. En effet, les B-scans CLAIFbC affichent un contour cristallinien voisin du contour détecté, lui-même très proche de la géométrie du moule, telle qu'établie par la table 5.1. De plus, nous observons une nette amélioration de l'intensité et de la définition du contour du segment postérieur des cristallins synthétiques, en particulier lorsque l'on se rapproche de la zone équatoriale. Il est important de relever que cette zone équatoriale n'est que difficilement observable *in vivo*, avec un transducteur mono-élément à balayage mécanique [Ketterling et Silverman, 2006] , et non visible par les méthodes d'imagerie optique.

5.4.3 Résolution spatiale

Comme observé généralement en présence de milieux aberrateurs, la résolution spatiale est essentiellement dégradée au niveau de sa composante latérale [Ng *et al.*, 1994]. La résolution axiale reste quant à elle très proche de celle observée sur les images de référence, quel que soit la technique de reconstruction employée. Les figures 5.26 et 5.28 montrent que la FWHM latérale est clairement plus grande sur les B-scans conventionnels que sur ceux de référence, et augmente avec la profondeur, en dépit de l'ouverture adaptative en réception (*i.e.* croissante pour maintenir le F-number à 1). En conséquence, les PSFs des réflecteurs ponctuels appartenant au plateau de fil le plus profond (profondeur rétinienne), ne sont plus distinguables.

Ces observations s'appliquent également aux B-scans CLAPC, notamment sur la forme accommodée, mais dans une moindre mesure.

Les B-scans CLAIFbC présentent, au contraire, une résolution spatiale élevée et particulièrement uniforme (faible écart type de $\widehat{\Delta l}_{-6dB}|\alpha$ et $\widehat{\Delta l}_{-6dB}|\Omega$), proche de celle des B-scans de référence. Les PSFs des réflecteurs ponctuels les plus profonds sont ainsi suffisamment résolues, en particulier au travers de la forme désaccommodée, pour qu'ils soient clairement distinguables.

Ajoutons que pour les B-scans conventionnels, nous observons que la FWHM latérale diminue relativement à l'éloignement des PSFs de l'axe du cristallin. Ainsi, les PSFs situées sous la périphérie cristallinienne et également les plus distordues du fait de l'intensification des effets réfractifs dans cette zone, sont étonnamment mieux résolues. Cette amélioration de la résolution est probablement la conséquence de la réfraction accrue du faisceau émis - comme en atteste la diminution brutale de $G_{BF/ref}$ (cf. section suivante sur le contraste) - provoquant une diminution des échos réfléchis par les réflecteurs ponctuels. Les échos reçus par les éléments les plus périphériques de l'ouverture réceptrices sont alors trop faibles pour provoquer des interférences destructives lors de l'étape de beamforming (somme après recalage des signaux). Ceci nous ramène artificiellement dans une situation analogue à celle que l'on observe lorsque l'on augmente le F-number des reconstructions conventionnelles (cf. section 5.5.1 de l'étude complémentaire).

Les valeurs moyennes de l'expérience sur cristallin accommodé nous apprennent que par rapport au B-scan conventionnel, la FWHM $\widehat{\Delta l}_{-6dB}|\alpha$ des B-scans CLAPC et CLAIFbC est plus petite (meilleure) de respectivement 35% et 116%. La FWHM de CLAIFbC est donc plus petite de 60% en moyenne que celle de CLAPC, et plus grande au final de 79% que celle de la référence. De même, les valeurs moyennes de l'expérience sur cristallin désaccommodé montrent que par rapport au B-scan conventionnel, la FWHM $\widehat{\Delta l}_{-6dB}|\Omega$ des B-scans CLAPC et CLAIFbC est plus petite (meilleure) de respectivement 45% et 120%. La FWHM de CLAIFbC est donc plus petite de 52% en moyenne que celle de CLAPC, et plus grande au final de 40% que celle de la référence.

Enfin, signalons que, dans les deux expérimentations, l'écart type de la FWHM $\widehat{\Delta l}_{-6dB}$ des B-scans CLAIFbC est nettement réduit par rapport à celui des B-scans CLAPC et en particulier conventionnels.

5.4.4 Contraste

Une mesure rigoureuse du contraste consisterait en la quantification du rapport d'amplitude entre le lobe principal et les lobes secondaires pour chaque PSF de l'image. Cependant,

5.4. ANALYSE DES RÉSULTATS QUANTITATIFS ET DISCUSSION

comme nous l'avons déjà évoqué dans la section 5.2.4, cette mesure s'avère difficile, notamment pour les PSFs des plateaux horizontaux où les lobes des PSFs voisines se chevauchent. De plus, la valeur en amplitude des lobes secondaires est parfois sujette à interprétation du fait de leur asymétrie importante. Voilà les raisons qui nous ont conduit à définir le gain relatif $G_{BF/Ref}$, dont la mesure nous renseigne sur l'écart en amplitude entre les PSFs issues des différents B-scans au travers des cristallins synthétiques et les PSFs des B-scans de référence. Sa valeur étant exprimée en dB, nous nous attendons à ce qu'elle soit inférieure à zéro, quel que soit la qualité de la correction des aberrations de phase effectuée, car les faisceaux ultrasonores traversant les cristallins synthétiques sont soumis aux phénomènes suivants :

- **Réfraction** : elle provoque l'étalement et la déflexion (au niveau des bords du cristallin - cf. chapitre 2) du faisceau émis et donc diminue l'énergie transmise d'une part et reçue d'autre part.
- **Réflexion** : l'énergie transmise et reçue sont diminuées relativement au coefficient de transmission $T_{H \rightarrow L} \simeq 0.9$,
- **Atténuation** : elle est légèrement supérieure dans la gélatine à 15% par rapport à la turpentine, aux fréquences et températures expérimentales ;

Le gain relatif $G_{BF/Ref}$ suit une décroissance globale avec la profondeur, quel que soit la technique de reconstruction employée (Figs. 5.30(a) et 5.30(b)). Cette décroissance n'est cependant pas monotone puisque l'on observe des chutes importantes de sa valeur, au niveau des PSFs situées sous la périphérie cristallinienne, et donc principalement sur la figure 5.30(b) du cas accommodé (PSFs n°8, 16, 17, 22 et 23). La décroissance globale de $G_{BF/Ref}$ résulte essentiellement de l'étalement des faisceaux US (dispersion spatiale de l'énergie) provoqués par la forme biconvexe du cristallin (cf. chapitre 2). Les chutes sont quant à elles la conséquence de la déflexion des faisceaux et notamment des faisceaux émis, aux abords des bords du cristallins, causant une diminution de l'énergie transmise dans l'axe de reconstruction et une augmentation des échos hors axes.

Le gain relatif $G_{BF/Ref}$ diminue quel que soit la technique de reconstruction utilisée, mais de façon plus marquée pour les techniques de reconstruction CLAPC et surtout conventionnelle, comparativement à CLAIFbC. En effet, le $G_{BF/Ref}$ des B-scans conventionnels est sensiblement plus faible que celui des B-scans CLAIFbC, et s'en écarte de plus en plus avec la profondeur. Bien qu'un comportement similaire s'observe sur les B-scans CLAPC, dont le $G_{BF/Ref}$ est également systématiquement inférieur à celui de CLAIFbC, l'écart est moindre, notamment au travers de la forme désaccommodée. Les PSFs CLAPC centrales du plateau de fil le moins profond ont d'ailleurs un $G_{BF/Ref}$ très proche de celui des PSFs CLAIFbC *i.e.* proche de zéro dans cette zone.

Pour les deux formes investiguées, la technique CLAIFbC a permis de récupérer un $G_{BF/Ref}$ plus élevé, en moyenne, de 6.8 dB et 6.6 dB respectivement, par rapport à la technique conventionnelle, et de 4.3 dB et 2.6 dB respectivement, par rapport à la technique CLAPC. Ainsi, au niveau des PSFs du plateau de fil le plus profond *i.e.* la profondeur rétinienne, CLAIFbC récupère environ la moitié de l'amplitude des échos des réflecteurs ponctuel par rapport à la référence, pendant que CLAPC est plus proche du quart, et la technique conventionnelle du septième.

Bien que le $G_{BF/Ref}$ présente des niveaux d'amplitude similaires au travers des deux formes cristalliniennes, le niveau du SNR est sensiblement plus élevé, (*e.g.* approximativement 5 dB), pour chaque région de réflecteurs ponctuels (plateau) dans le cas de la situation désaccommodée. Ceci reflète une augmentation du niveau de bruit, probablement induit

5.4. ANALYSE DES RÉSULTATS QUANTITATIFS ET DISCUSSION

par une amplitude plus élevée des échos hors axe.

Les figures 5.29(a) et 5.29(b) montrent que le SNR maximum est atteint au niveau des réflecteurs ponctuels appartenant au plateau de fil incliné, c'est-à-dire autour de la focale d'émission (17 mm). Ce résultat, associé aux observations effectuées sur les B-scans au travers des cristallins synthétiques issus d'une émission conventionnelle, atteste de l'efficacité de la focalisation adaptée en émission au moyen de CLAIFbC. Les B-scans CLAIFbC bénéficient d'un SNR systématiquement supérieur à celui des autres techniques de reconstruction, avec des valeurs plus élevées en moyenne de 10.5 dB et 8.6 dB comparé aux B-scans CLAPC, et de 16.7 dB et 13 dB comparé aux B-scans conventionnels, respectivement pour les formes accommodée et désaccommodée.

Pour conclure, les gains apportés par la technique CLAIFbC sur le SNR et le $G_{BF/Ref}$, comparativement aux techniques CLAPC et surtout conventionnelles, améliorent significativement le contraste des images, notamment lorsque la profondeur s'accroît, permettant d'envisager de plus grande profondeur d'exploration ou l'emploi de sondes US de fréquence plus élevée.

5.4.5 Impact de la forme du cristallin sur les B-scans

Les effets défocalisant et défléchissant du cristallin, associés à sa forme biconvexe, sur les faisceau US sont clairement observés dans les expérimentations menées. La défocalisation ou plus précisément la divergence du faisceau causant un élargissement de la FWHM et une diminution du SNR, s'observe principalement autour du centre de l'axe du cristallin, et la déflexion en périphérie. Dans ce dernier cas, Les faisceaux US émis d'incidence axiale sont défléchis du côté opposé à l'axe optique et ramènent alors des échos de ces régions situées en dehors de l'axe de tir. En conséquence, les structures postérieures à la périphérie du cristallin apparaissent, sur les B-scans conventionnels plus proches de l'axe optique qu'elles ne le sont en réalité. Les PSFs mirages sont les manifestations les plus évidentes de ce phénomène. L'ensemble de ces remarques concordent avec les observations faites par Lizzi [Lizzi *et al.*, 1970] et Chivers [Chivers *et al.*, 1984] sur les faisceaux US traversant le cristallin axialement (cf. chapitre 2).

Quel que soit la forme du cristallin synthétique, nous avons pu constater, sur les B-scans conventionnels, les mêmes types de dégradations pour l'ensemble des paramètres mesurés lors de l'analyse quantitative, mais avec plus d'ampleur au travers de la forme accommodée. Ceci peut être en partie causé par l'erreur relative en émission des délais numériques $\Delta\tau_{erreur/tir}$ plus importante dans le cas accommodé ($\Delta\tau_{erreur/tir}|_{\alpha}=28.2\%$ en moyenne et $\Delta\tau_{erreur/tir}|_{\Omega}=16.45\%$ en moyenne), mais nous l'attribuons essentiellement à une intensification des effets réfractifs et divergents, sur les faisceaux émis et reçus, résultant des plus grandes courbures et épaisseur (CSA plus élevé) de la forme accommodée. De fait, les B-scans issus des techniques de reconstructions adaptées CLAPC et CLAIFbC affichent leurs meilleurs résultats (résolution, correction des distorsions) lorsque le cristallin synthétique est sous sa forme désaccommodée, avec systématiquement une prévalence de la qualité des B-scans CLAIFbC par rapport aux CLAPC. Nous remarquons cependant que cette prévalence est plus manifeste au travers de la forme accommodée. Ceci est la conséquence directe de l'intensification des effets réfractifs qui affectent alors la technique CLAPC de façon nettement plus marquée que CLAIFbC.

5.4.6 Remarque sur les performances de la technique CLAIFbC en terme de convergence

En dépit des faibles intervalles de convergence pour déterminer les chemins liant les éléments de la sonde aux points focaux Ω_f situés dans le voisinage du cristallin (cf. chapitre 4), la Table 5.3 atteste d'une grande robustesse de la technique de reconstruction CLAIFbC, puisque 99.87% et 99.97% des chemins \widehat{AB} sont résolus, respectivement pour les formes accommodée et désaccommodée. À cette robustesse s'ajoutent une grande vitesse de convergence et une précision élevée : une seule itération s'avère nécessaire, en moyenne, pour satisfaire les conditions $\mathbf{C}_{CV,1}$ et $\mathbf{C}_{CV,2}$ et suffit pour atteindre une erreur angulaire moyenne très faible ($|Err_{ang_{\alpha,\Omega}}| < 0.03^\circ$).

5.5 Étude et résultats complémentaires

Au cours des expérimentations d'imagerie *in vitro*, nous avons été amenés à employer, pour chaque technique de reconstruction au travers des cristallins synthétiques, une émission adaptée et un F-number égal à 1 en réception. Nous proposons dans cette section, complémentaire aux résultats présentés jusqu'ici et dans l'article IEEE TMI, d'explorer, pour chaque technique de formation de voies, d'une part l'effet du F-number choisi en réception et d'autre part l'impact de l'émission adaptée CLAIFbC, dans la qualité des images reconstruites.

5.5.1 Effets du F-number en réception

En échographie médicale, le F-number utilisé en réception est traditionnellement compris entre 2 et 3 car offrant généralement le meilleur compromis entre la résolution spatiale et le contraste. Dans les expériences qui précèdent nous avons cependant choisi une valeur de 1 pour le F-number en réception car cela permettait d'accentuer les effets aberrateurs du cristallin synthétique et ainsi de mieux juger de la capacité de nos techniques de reconstructions adaptées à les compenser.

Dans cette étude complémentaire nous nous proposons d'investiguer l'effet du F-number en réception, sur chaque technique de reconstruction, pour des valeurs entières comprises entre 1 et 4. Nous avons choisi d'effectuer cette étude sur la PSF du réflecteur ponctuel situé au centre du plateau incliné (approximativement à la profondeur focale d'émission), issue des signaux RF bruts acquis lors de l'émission adaptée CLAIFbC sur le cristallin synthétique de forme désaccommodée. Il s'agit de la PSF désignée par le numéro 12 sur la figure de référence 5.22 de la section 5.3.2. L'évolution de cette PSF en fonction du F-number choisi en réception est bien représentatif, pour chaque technique de reconstruction employée, des tendances générales que l'on peut observer. Elle est affichée, en l'absence de compression logarithmique et pour deux échelles d'affichages différentes, sur les figures 5.31 et 5.32. L'intérêt de ces deux représentations est commenté dans les légendes des figures respectives.

5.5. ÉTUDE ET RÉSULTATS COMPLÉMENTAIRES

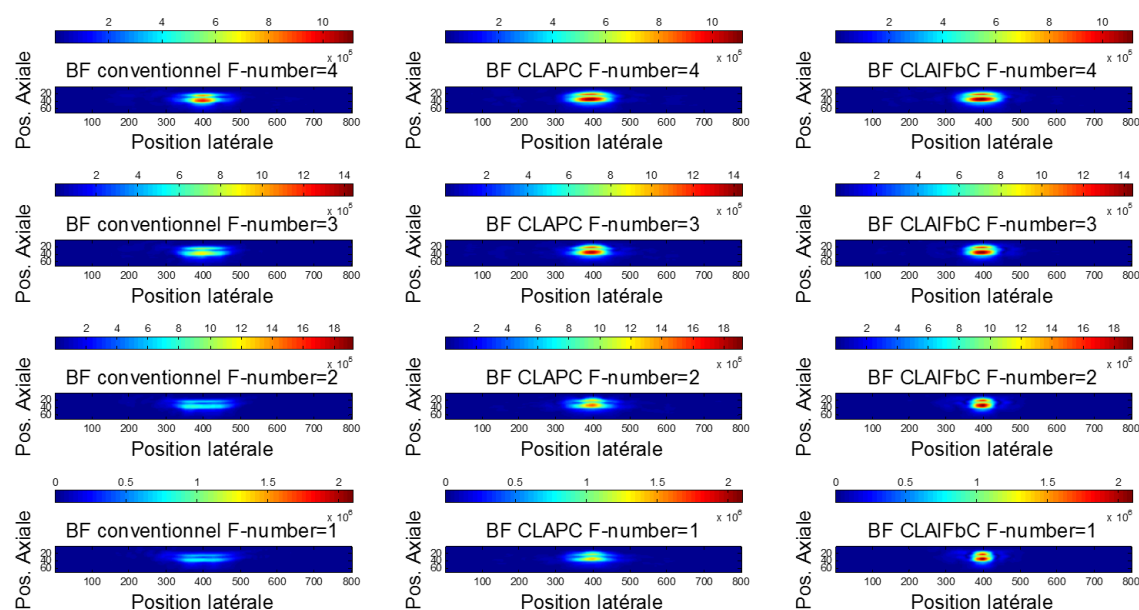


FIGURE 5.31 – PSF du réflecteur ponctuel situé au centre du plateau incliné (PSF n°12 voir Fig. 5.22) reconstruite au moyen des techniques conventionnelle (colonne à gauche), CLAPC (colonne centrale) et CLAIFbC (colonne à droite) à partir des lignes RF issues des acquisitions sur le cristallin synthétique forme désaccommodée. Pour chacune de ces techniques, un F-number de 4, 3, 2 ou 1 a été appliqué en réception (lignes de haut en bas). Afin de faciliter l’appréciation des tendances en fonction du F-number et de chaque technique, ces PSFs sont affichées sans compression logarithmique. L’échelle d’affichage est ici propre à chaque F-number (lecture horizontale) afin de faciliter la comparaison inter technique de reconstruction.

L’observation du profil latéral de la PSF n°12 renseigne sur la résolution spatiale (largeur lobe principal à -6 dB) et le contraste (niveau des lobes secondaires) pour une technique de reconstruction et un F-number donnés. Nous avons ainsi relevé ses différents profils latéraux, à plus ou moins 2.6 mm de son maximum, sur les B-scans issus des techniques de reconstruction conventionnelle, CLAPC et CLAIFbC, pour les F-number 4, 3, 2 et 1 en réception. Nous avons ensuite confrontés les profils obtenus, de deux façons différentes (Figs. 5.33 et 5.34), afin d’identifier plus facilement les phénomènes mis en jeu. Ainsi, la figure 5.33 favorise la comparaison des performances des différentes technique de reconstruction pour un F-number donné et la figure 5.34 vise à mettre en évidence comment chaque technique de reconstruction est impactée par la valeur du F-number.

5.5. ÉTUDE ET RÉSULTATS COMPLÉMENTAIRES

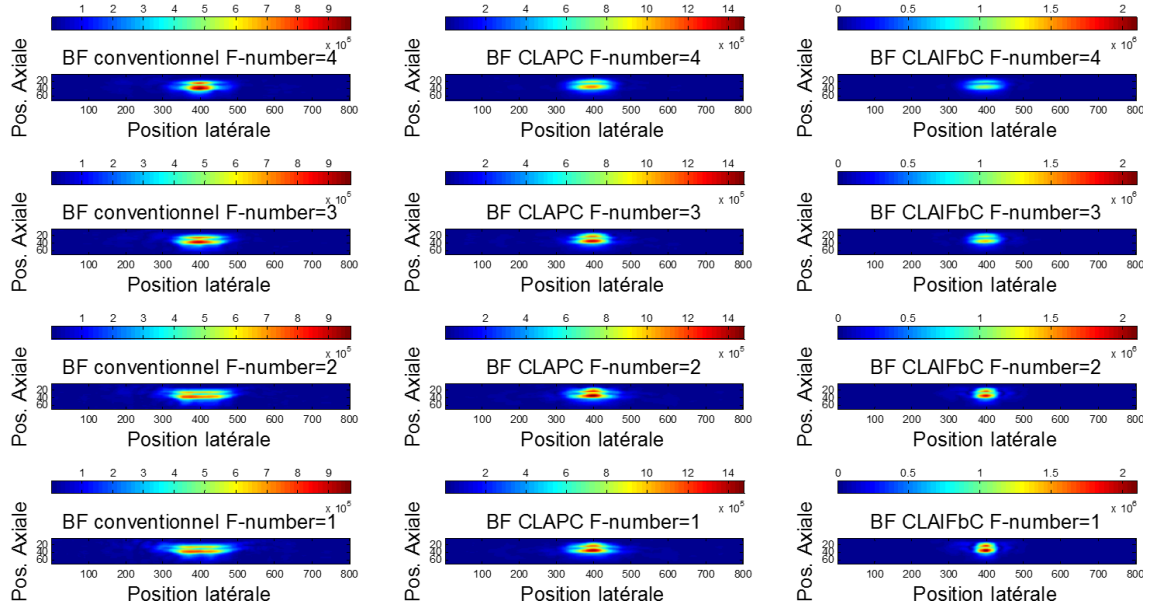


FIGURE 5.32 – Se référer à la légende précédente pour les détails de la figure. L'échelle d'affichage est ici propre à chaque technique de reconstruction (lecture horizontale) afin de mieux apprécier en quoi la valeur du F-number l'affecte.

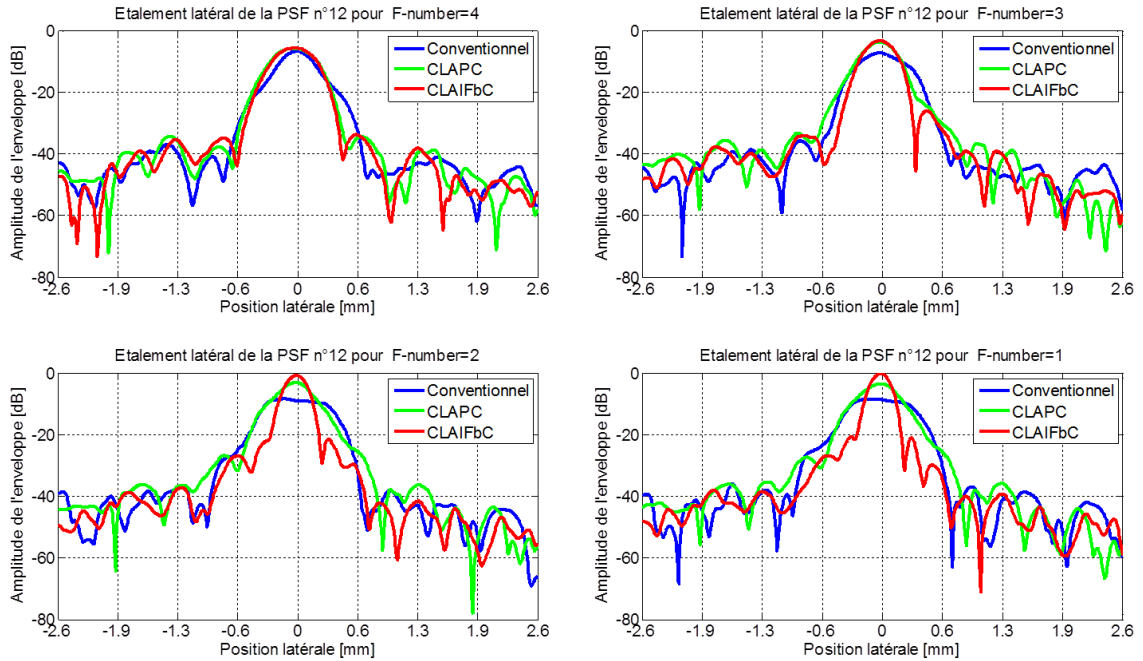


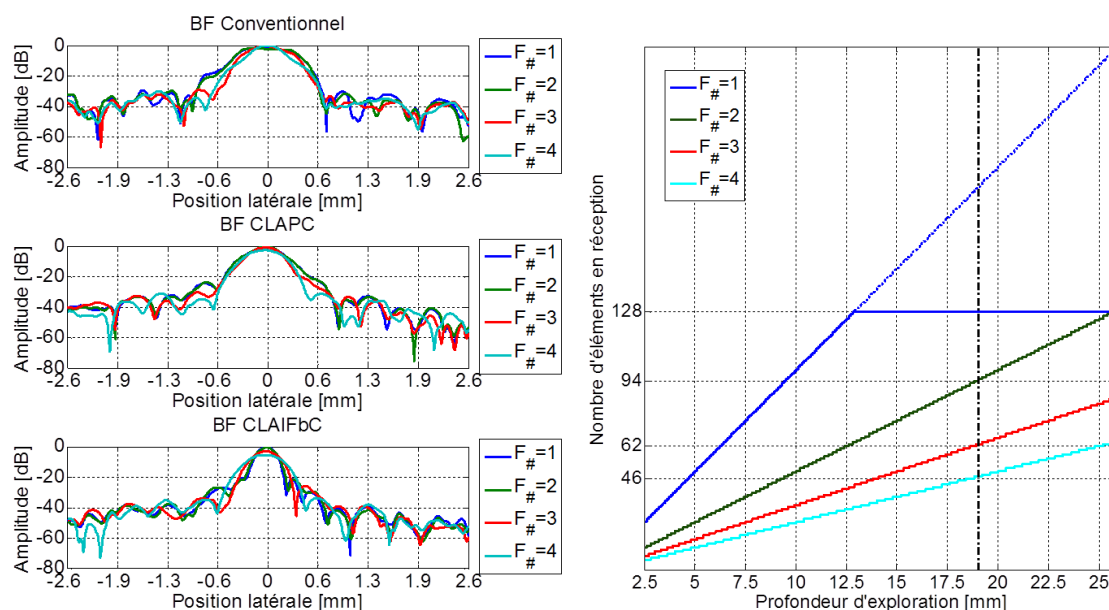
FIGURE 5.33 – Comparaison de l'étalement latéral de la PSF au centre du plateau incliné (n°12 voir Fig. 5.22) en fonction de la technique de reconstruction utilisée pour chaque F-number testé (de 1 à 4).

Nous observons sur la figure 5.33, pour la valeur du F-number la plus faible *i.e.* 1, une résolution latérale meilleure (plus petite) pour la reconstruction conventionnelle que pour

5.5. ÉTUDE ET RÉSULTATS COMPLÉMENTAIRES

les reconstructions adaptées CLAPC et CLAIFbC, dont les profils sont très voisins, et une dynamique d'amplitude (ratio lobe principal/lobes secondaires) relativement similaire quel que soit la technique de reconstruction. Cette observation n'est plus valable à partir d'un F-number de 3 et jusqu'à 1, où les reconstructions adaptées, et notamment CLAIFbC, présentent des dynamiques d'amplitude sensiblement supérieures à la reconstruction conventionnelle. Il est intéressant de remarquer que la résolution latérale de CLAIFbC s'améliore et se distingue de plus en plus de celle des reconstructions conventionnelles et CLAPC lorsque la valeur du F-number diminue, notamment à partir de 2. Ce comportement met en évidence la prédominance des effets réfractifs dans la phase des échos reçus par les éléments les plus périphériques de l'ouverture réceptrice et donc l'intérêt de les compenser pour continuer d'améliorer la résolution latérale en accroissant la taille de cette ouverture.

Dans la figure 5.34(b) suivante, le nombre d'éléments en réception N_{elem_R} est calculé pour chaque profondeur échantillonnée z d'après l'expression 3.12 exprimée dans le chapitre 3.



(a) Étalement de la PSF en fonction du F-number pour chaque technique de reconstruction.

(b) Evolution du nombre d'élément mobilisés en réception pour chaque profondeur en fonction du F-number.

FIGURE 5.34 – Évolution de l'étalement latéral de la PSF au centre du plateau incliné (n°12 voir Fig. 5.22) en fonction du F-number pour chaque technique de reconstruction. Le nombre d'éléments en réception étant limité physiquement à 128, et cette valeur étant dépassée à la profondeur de la PSF n°12, pour un F-number égal à 1 : nous avons en réalité un F-number de 1.4 à cette profondeur.

Nous constatons sur la figure 5.34 que l'amélioration de résolution latérale attendue en diminuant la valeur du F-number n'a pas lieu lorsque l'on emploie une reconstruction conventionnelle, au contraire, décroître sa valeur s'accompagne d'une dégradation notable de celle-ci et d'un rehaussement des lobes secondaires. On observe un comportement similaire sur la PSF issue de la reconstruction CLAPC en ce qui concerne le rehaussement des lobes secondaires avec l'augmentation de la taille d'ouverture en réception. La résolu-

5.5. ÉTUDE ET RÉSULTATS COMPLÉMENTAIRES

tion latérale quant à elle s'améliore légèrement lorsque l'on passe d'un F-number de 4 à 3, mais se dégrade ensuite comme observé sur la reconstruction conventionnelle mais dans une moindre mesure. Contrairement aux autres techniques, la PSF issue des reconstructions CLAIFbC bénéficie d'une amélioration constante et notable de sa résolution et de sa dynamique lors de la diminution du F-number de 4 à 2, puis devient minimale à 1. Ce comportement s'apparente à celui se produisant lorsque l'on image un milieu homogène et témoigne donc de l'efficacité de CLAIFbC dans la correction des aberrations de phase cristallinienne.

5.5.2 Reconstructions conventionnelle, CLAPC et CLAIFbC issues d'une émission conventionnelle

Afin de mieux saisir quel est l'apport de l'émission adaptée CLAIFbC dans la qualité des images obtenues par les trois techniques de reconstruction testées, nous avons réitéré l'expérimentation décrite dans les sections 5.2.2 et 5.2.3, en utilisant cette fois une émission conventionnelle focalisée par loi parabolique dans la turpentine à 17 mm (également la profondeur focale de l'émission CLAIFbC). Comme précédemment, nous avons investigué les deux états accommodatifs extrêmes. Les acquisitions au travers des formes accommodée et désaccommodée ont eu lieu sur les mêmes cristallins synthétiques que dans les expériences précédentes et à des températures très similaires (18.6°C et 19.77°C respectivement).

Les images en mode-B obtenues, pour chaque technique de reconstruction, en l'absence d'émission adaptée sont présentées dans les figures 5.35 et 5.36, respectivement pour la forme accommodée et désaccommodée. Elles résultent toutes de l'application des mêmes F-number ($F_{\#}=1$, DRF (continue) et apodisation (porte) que dans les expérimentations avec émission adaptée CLAIFbC.

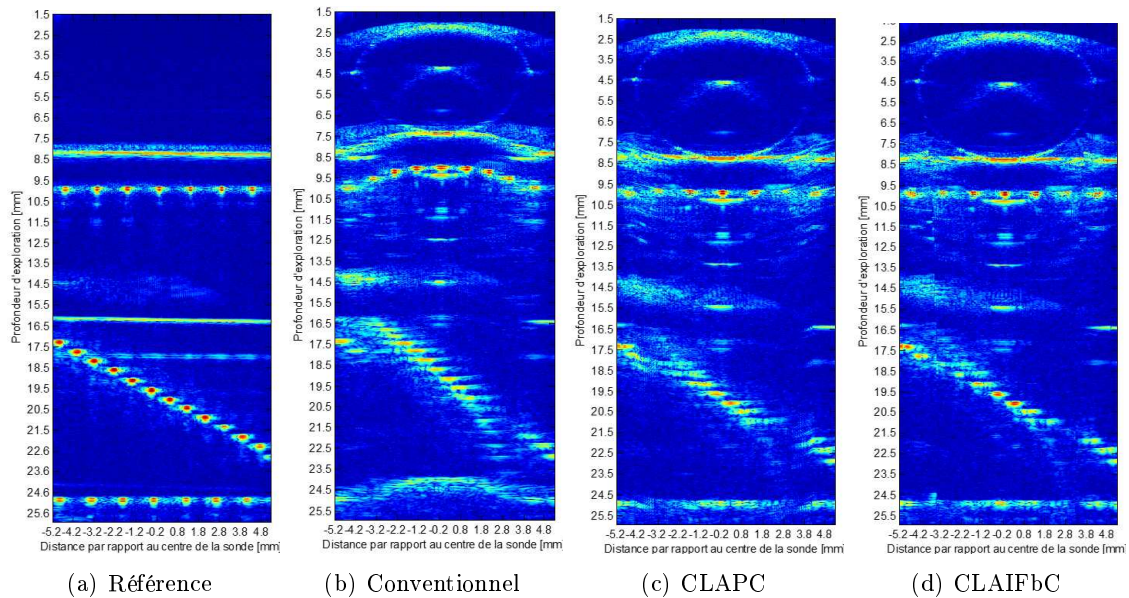


FIGURE 5.35 – Reconstructions issues d'une émission conventionnelle à 17 mm au travers du cristallin synthétique de forme accommodée.

5.5. ÉTUDE ET RÉSULTATS COMPLÉMENTAIRES

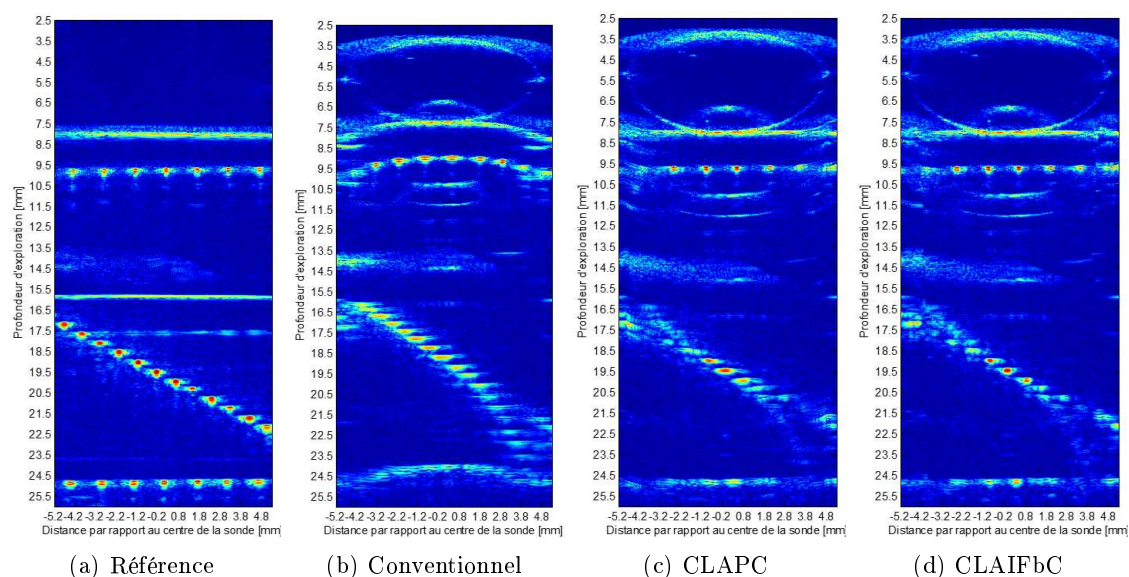


FIGURE 5.36 – Reconstructions issues d’une émission conventionnelle à 17 mm au travers du cristallin synthétique de forme désaccommodée.

Les conclusions sont semblables pour les deux formes investiguées, en l’absence d’émission adaptée, nous observons :

- **sur les reconstructions conventionnelles** : Un accroissement des distorsions spatiales et une diminution de l’amplitude des PSFs. Ces dégradations sont en revanche accompagnées d’une amélioration de la résolution latérale. Cette amélioration apparente est probablement induite par la diminution du nombre de signaux mal rephasés dans la sommation DAS, ceux-ci étant à présent (en l’absence d’émission adaptée) d’amplitude trop faible pour causer une réelle dégradation.
- **sur les reconstructions CLAPC** : De même que pour les reconstructions conventionnelles, on observe une amélioration apparente de la résolution latérale ainsi qu’une diminution d’amplitude des PSFs, essentiellement marquée sous la périphérie cristallinienne où certaines PSFs ne sont presque plus visibles. Contrairement aux B-scans CLAPC issus de l’émission adaptée, nous relevons la présence de distorsions spatiales au centre des plateaux de fil les plus profonds, en particulier sur la forme accommodée, auxquelles s’ajoutent des distorsions résiduelles marquées en périphérie.
- **sur les reconstructions CLAIFbC** : Les observations sont semblables à celle pour la reconstruction CLAPC, mais avec des effets sensiblement moins marqués. La résolution spatiale reste proche de celle obtenue lors des émissions adaptées mais les PSFs périphériques et les plus profondes sont d’amplitude plus faible. De plus, bien que des distorsions résiduelles soient également présentes en périphérie, les distorsions spatiales au centre des plateaux de fils que l’on observe sur les B-scans ne sont plus présentes.

En conclusion, l’apport de l’émission CLAIFbC dans ces expériences *in vitro*, où le rapport de célérité $\mu_{L/H}$ est plus marqué, apparaît manifeste notamment dans les zones où les effets réfractifs sont les plus importants *i.e.* au niveau de la périphérie cristallinienne. Remarquons également que ce sont les reconstructions adaptées, et en particulier CLAIFbC, qui bénéficient le plus de l’emploi d’une émission adaptée.

5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons expérimenté *in vitro*, pour les deux formes accommodatives extrêmes du cristallin, et au moyen d'une sonde linéaire multi-éléments HF, la technique de reconstruction adaptée CLAIFbC sur un fantôme du milieu oculaire bi-phasique émulant les aberrations de phase cristalliniennes. Nous avons confrontés les B-scans ainsi obtenus à ceux issus d'une reconstruction conventionnelle pour apprécier l'apport de CLAIFbC, mais aussi, pour observer en quoi et dans quelle mesure l'imagerie trans-cristallin affecte les images en mode-B lors de l'emploi d'une sonde US multi-éléments HF, en l'absence de compensation efficace des aberrations cristalliniennes. Enfin, pour évaluer l'intérêt de considérer la réfraction dans la compensation des aberrations de phase, nous avons également introduit une technique de reconstruction, qui à l'inverse de CLAIFbC néglige ses effets (CLAPC).

En agissant directement au cœur du processus de reconstruction d'image, la technique CLAIFbC a prouvé sa capacité à délivrer des B-scans non seulement bien plus fidèles spatialement à la réalité physique contrairement aux B-scans conventionnels, mais également à offrir une amélioration d'un facteur 2 de la résolution latérale, associée à un meilleur contraste et une meilleure sensibilité.

Les expérimentations *in vitro* ont donc clairement démontré la capacité de CLAIFbC à compenser de façon très satisfaisante les aberrations de phase cristalliniennes. Précisons toutefois que les résultats de l'analyse quantitative ne sont pas directement transposable à la situation *in vivo* pour deux raisons majeures : l'atténuation élevée du cristallin réelle ($\alpha=2.2$ dB/mm à 20 MHz [De Korte *et al.*, 1994a] susceptible de provoquer des aberrations d'atténuation) et le ratio de célérité $\mu_{L/H}$ plus faible que dans ces expérimentations *in vitro*. Aussi, le gain d'un facteur 2 en résolution latérale apporté par la technique CLAIFbC peut se retrouver plus faible *in vivo*. Nous pouvons cependant avancer que l'erreur axiale sera diminuée de la moitié environ *in vivo*, soit de l'ordre de 400 à 500 μm , puisque celle-ci est proportionnelle à la différence de célérité entre c_L et c_H . Ceci est cohérent avec les simulations de Sokollu, présentées dans le chapitre 2, qui prédisent un avancement apparent de la rétine de 500 μm .

Enfin, signalons que ces expérimentations ont également permis de révéler l'intérêt de la technique CLAPC qui bien que moins efficace pour restituer une résolution se rapprochant d'un milieu homogène que CLAIFbC, notamment au niveau de la profondeur rétinienne, permet cependant une correction satisfaisantes des distorsions spatiales.

5.6. CONCLUSION

Premiers résultats *ex vivo* et perspectives

Le chapitre précédent a démontré la capacité des techniques de reconstruction adaptées CLAPC et en particulier CLAIFbC à compenser de façon satisfaisante les effets induits par un aberrateur de la forme d'un cristallin adulte. Dans ces expériences *in vitro* le cristallin synthétique était homogène, peu atténuant et offrait un rapport de célérité $\mu_{L/H}$ avec le milieu environnant plus important qu'il ne l'est *in vivo*. L'atténuation élevée ajoutée aux inhomogénéités (essentiellement au niveau de la capsule et de la zone corticale) du cristallin *in vivo* peuvent venir relativiser les conclusions faites alors. C'est pourquoi ce chapitre, consacré aux résultats *ex vivo*, débute par l'observation d'un cristallin porcin isolé, au travers d'un protocole d'imagerie analogue à celui réalisé précédemment (cf. section 5.2.2), de façon à pouvoir confronter les mesures quantitatives *in vitro* à celles obtenues ici. Les reconstructions adaptées CLAPC et CLAIFbC sont cette fois-ci appliquées en prenant en compte l'hétérogénéité de la célérité US au sein du cristallin. Afin de mieux en percevoir l'intérêt, elles sont confrontées aux reconstructions adaptées issues d'un modèle de cristallin homogène.

Enfin, les premiers B-scans effectués sur des yeux humains, à l'aide d'une sonde linéaire US HF, sont présentés pour l'ensemble des techniques de reconstruction. Parmi les deux yeux étudiés, l'un est sain et l'autre doté d'un implant IOL, consécutif à une opération de la cataracte.

Sommaire

6.1	Expérimentations <i>ex vivo</i> sur cristallin porcin isolé	202
6.1.1	Caractérisation acoustique du cristallin porcin	202
6.1.1.1	Protocole expérimental	202
6.1.1.2	Caractéristiques acoustiques mesurées	204
6.1.2	Imagerie sur fantôme haute résolution	205
6.1.2.1	Protocole expérimental	205
6.1.2.2	Résultats des reconstructions conventionnelle, CLAPC et CLAIFbC	208
6.1.3	Discussion	214
6.1.3.1	Apport de la prise en compte de l'inhomogénéité du cristallin	215
6.2	Premières expérimentations sur yeux humains complets <i>ex vivo</i>	215
6.2.1	Protocole expérimental	215
6.2.2	B-scans transcornéens obtenus à partir des reconstructions conventionnelle, CLAPC et CLAIFbC	216

6.2.2.1	Sur un œil sain	216
6.2.2.2	Sur un œil doté d'un IOL	218
6.2.3	Discussion	219
6.3	Perspectives cliniques et conclusion	221
6.3.1	Intérêt diagnostique	221
6.3.2	Intérêt pour la biométrie oculaire	221
6.3.3	Conclusion	222

6.1 Expérimentations *ex vivo* sur cristallin porcin isolé

L'approvisionnement en yeux humains étant difficile, nous avons commencé par effectuer nos expérimentations sur des yeux porcins. Leurs propriétés acoustiques sont reconnues pour être proches [De Korte *et al.*, 1994b].

Le cristallin porcin étudié dans cette section provient d'un porcelet âgé de 21 jours. Ses yeux ont été prélevés par les professionnels du service CHIRE de l'INRA, moins d'une heure après le sacrifice de l'animal. Nous avons choisi le cristallin d'un porcelet car ses dimensions, moins importantes que celles d'un porc adulte, se rapprochent plus de celles d'un cristallin humain. Elles demeurent néanmoins plus conséquentes.

Avant d'imager le cristallin isolé pour quantifier la résolution spatiale en sa présence, nous procédons à sa caractérisation acoustique. La célérité US mesurée servira ensuite aux reconstructions adaptées.

6.1.1 Caractérisation acoustique du cristallin porcin

Préparation du cristallin L'excision du cristallin débute par une incision de l'œil au niveau du limbe. Le retrait de la cornée permet alors d'atteindre les fibres zonulaires. Le cristallin est ensuite prélevé à l'aide de pinces chirurgicales, après section de ces fibres. Il faut prendre soin de ne pas rompre la capsule cristallinienne, particulièrement chez les sujets jeunes qui présentent un cortex relativement liquide. De fait, l'attache de ces fibres à la capsule cristallinienne n'est pas retirée, pour éviter de porter atteinte à son intégrité.

6.1.1.1 Protocole expérimental

Matériel et méthode

Le protocole expérimental utilisé pour la caractérisation acoustique en double transmission de la célérité et du coefficient d'atténuation au sein du cristallin porcin est schématisé figure 6.1. Il fait appel à la même chaîne d'acquisition (cf. Fig. 5.7) et au même matériel que dans le chapitre précédent, à l'exception du transducteur. Il s'agit d'un mono-élément de marque Panametrics (ref. PI50 - 200171), de fréquence centrale 27 MHz et de bande passante relative environ égale à 100%.

Le cristallin est placé du côté antérieur (de courbure moindre) sur une cible métallique et immergé dans de l'eau distillée. Son axe équatorial est orienté parallèlement à la cible afin de venir positionner le transducteur dans l'axe antéro-postérieur du cristallin (passant par les pôles). De cette façon, le faisceau US émis est en incidence normale avec les pôles antérieur et postérieur, et la cible métallique. La distance du transducteur par rapport à la cible correspond à sa distance focale dans l'eau pure pour la température de mesure.

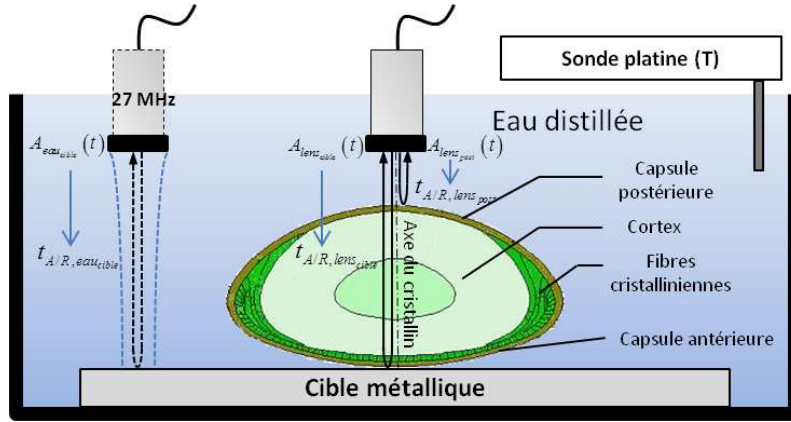


FIGURE 6.1 – Protocole expérimental pour la mesure en double-transmission par substitution de la célérité et de l'atténuation US au sein du cristallin porcine.

Mesure de la célérité US

La mesure de la célérité US dans l'axe du cristallin nécessite l'acquisition de trois échos $A_{eau_cible}(t)$, $A_{lens_cible}(t)$ et $A_{lens_post}(t)$ soit respectivement l'écho de cible dans l'eau, l'écho de cible en présence du cristallin, et l'écho du pôle postérieur du cristallin. De ces échos se déduisent, en déterminant le centroïde temporel selon l'équation 5.7, les temps de vol aller retour $t_{A/R,eau_cible}$, $t_{A/R,lens_cible}$ et $t_{A/R,lens_post}$ entre le transducteur et les différentes interfaces. La célérité US au sein du cristallin s'obtient alors au moyen de l'expression 6.1 suivante :

$$c_L = c_{eau} \frac{t_{A/R,eau_cible} - t_{A/R,lens_post}}{t_{A/R,lens_cible} - t_{A/R,lens_post}} \quad (6.1)$$

Mesure de l'atténuation US

Le calcul du coefficient d'atténuation US nécessite la connaissance de l'épaisseur axiale e_{a+p} du cristallin. Elle s'obtient de l'expression 6.2 :

$$e_{a+p} = c_{eau} \frac{t_{A/R,eau_cible} - t_{A/R,lens_post}}{2} \quad (6.2)$$

Le coefficient d'atténuation en fonction de la fréquence s'exprime alors, en négligeant la diffraction, par la relation 6.3 :

$$\alpha_L(f) = -\frac{10}{2e_{a+p}} \log_{10} \left(\left| \frac{\text{FFT}(A_{lens_cible}(t))}{T_{lens/eau} \text{FFT}(A_{eau_cible}(t))} \right|^2 \right) \quad (6.3)$$

où $T_{lens/eau} = T_{lens \rightarrow eau} \times T_{eau \leftarrow lens}$ est le coefficient de transmission subit deux fois par l'écho A_{lens_cible} .

L'impédance acoustique du cristallin porcine est également mesurée, après détermination de la masse volumique ρ_L de celui-ci, au moyen d'une colonne d'eau et d'une balance A&D (ref. HR200) précise à ± 0.1 mg.

6.1.1.2 Caractéristiques acoustiques mesurées

La température de la pièce lors des mesures de caractérisation acoustique était de 22.4°C. Les échogrammes $A_{eau_cible}(t)$, $A_{lens_cible}(t)$ et $A_{lens_post}(t)$ ayant permis la mesure de la célérité et du coefficient d'atténuation sont présentés figure 6.2.

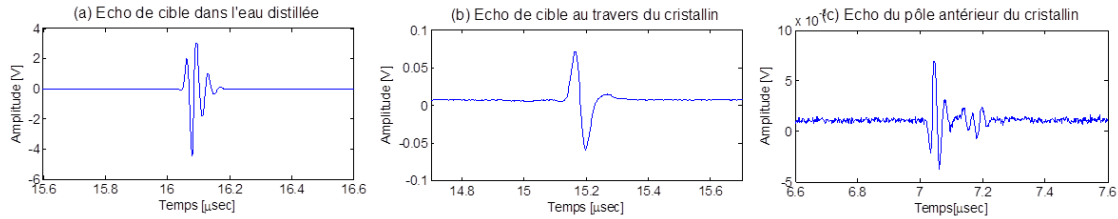


FIGURE 6.2 – Échogrammes de la cible dans l'eau distillée A_{eau_cible} (a), de la cible au travers du cristallin A_{lens_cible} (b), et du pôle postérieur du cristallin A_{lens_post} (c), à partir desquels sont déduits respectivement les temps de vol $t_{A/R,eau_cible}$, $t_{A/R,lens_cible}$ et $t_{A/R,lens_post}$.

Les spectres des échos $A_{eau_cible}(t)$ et $A_{lens_cible}(t)$ utilisés pour le calcul du coefficient d'atténuation par substitution sont affichés figure 6.3.

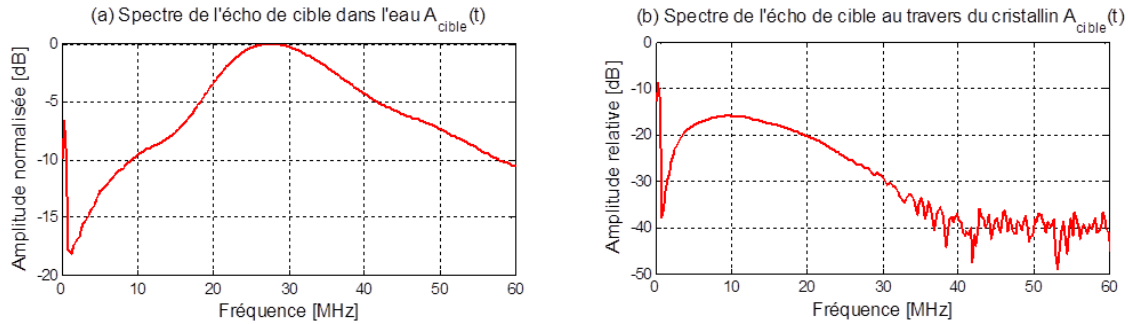


FIGURE 6.3 – Spectres d'amplitude des échos de cible dans l'eau distillée $A_{eau_cible}(t)$ et au travers du cristallin $A_{lens_cible}(t)$.

Le coefficient d'atténuation obtenu d'après l'équation 6.3 est présenté figure 6.4 pour une gamme de fréquence comprise entre 5 et 25 MHz. Le fit linéaire du logarithme de sa valeur permet de déterminer la valeur de l'atténuation à 1 MHz, α_1 , et l'ordre β de sa dépendance en fréquence, lorsque l'on considère une atténuation de la forme $\alpha_L(f) = \alpha_1 f^\beta$.

Les caractéristiques acoustiques mesurées dans l'axe du cristallin de porcelet sont reportées dans la Table 6.1. Les valeurs obtenues sont du même ordre que celles de la littérature, exception faite pour α_1 et β , ici de 0.405 et 1.1, respectivement, alors que De Korte *et al.* mesurent, entre 17 et 23 MHz, des valeurs moyennes de 0.17 et 1.8 sur $n = 6$ des cristallins porcins [De Korte *et al.*, 1994b]. Cet écart est probablement lié à la plus large gamme de fréquence sur laquelle se calcule ici le fit du coefficient d'atténuation (cf. Fig 6.4) ainsi qu'à la nature différente de l'atténuation au sein du cristallin de porcelet. En effet, le noyau, source principale d'atténuation, est encore à un stade peu mature chez le sujet jeune.

6.1. EXPÉRIMENTATIONS *EX VIVO* SUR CRISTALLIN PORCIN ISOLÉ

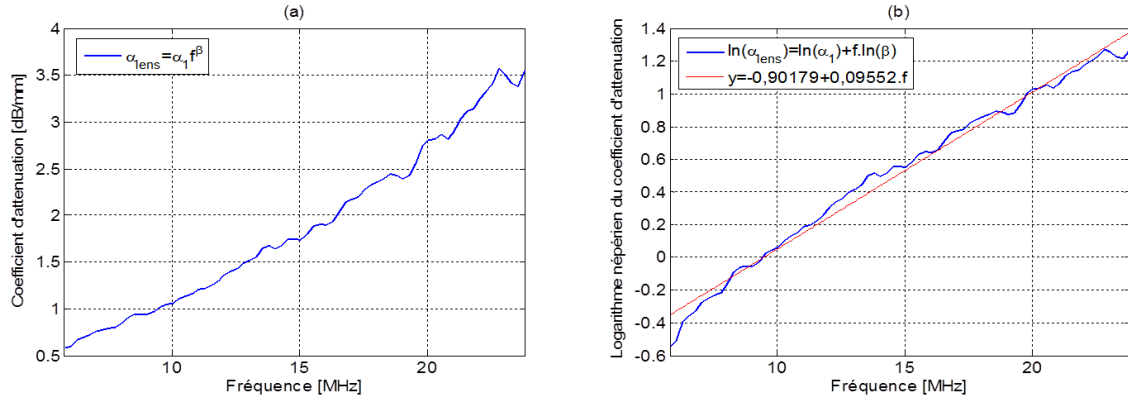


FIGURE 6.4 – Coefficient d’atténuation (Eq. 6.3) mesuré dans l’axe du cristallin en dB/mm (a). Le fit linéaire du logarithme du coefficient d’atténuation permet de déduire les valeurs $\alpha_1 = 0.405$ et $\beta = 1.1$.

c_L [m/s]	e_{a+p} [mm]	α_L à 20 MHz [dB/mm]	α_1 [dB/mm]	β	ρ_L [kg/m ³]	Z_L [Mrayl]
1651	6.85	2.74	0.405	1.1	1118.5	1.846

TABLE 6.1 – Propriétés acoustiques mesurées à 22.4°C dans l’axe antéro-postérieur du cristallin porcine (porcelet âgé de 21 jours).

6.1.2 Imagerie sur fantôme haute résolution

À l’issue de sa caractérisation acoustique, le cristallin de porcelet est placé dans le dispositif d’imagerie permettant l’étude comparative des techniques de reconstructions conventionnelle, CLAPC et CLAIFbC.

6.1.2.1 Protocole expérimental

Dispositif d’imagerie

Le dispositif expérimental d’imagerie est schématisé figure 6.5.

Le cristallin porcine est déposé sur une membrane plastique de 15 μm , maintenue par le même support que lors des expérimentations *in vitro*. Il est ensuite centré sous la sonde LA20 et, placé à une distance proche de sa position anatomique *in vivo*.

Le fantôme de résolution employé pour l’étude de la résolution et de la fidélité spatiale est différent de celui des expérimentations *in vitro*. Il ne comporte qu’un seul plateau, incliné à 40° environ, et le fil utilisé est en nylon, de diamètre 60 μm . Les fils sont espacés en moyenne de 0.7 mm axialement et 1 mm latéralement.

L’ensemble est immergé dans de l’eau distillée, préalablement dégazée. La température moyenne lors des expériences a été relevée à 22.5°C.

Recueil des signaux RF et traitement des B-scans acquis

Le protocole d’acquisition des signaux RF et le traitement appliqué aux images pour

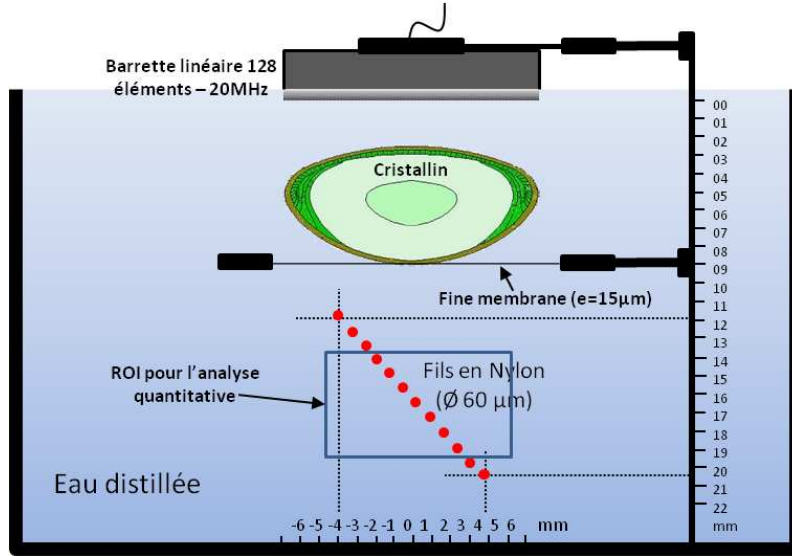


FIGURE 6.5 – Schéma du dispositif expérimental d'imagerie utilisé pour quantifier la résolution au delà du cristallin.

l'analyse quantitative sont similaires à ceux effectués dans le chapitre précédent sur les cristallins synthétiques (cf section 3.2.3 pour plus de précisions) ; l'eau distillée, et le cristallin de porcelet remplacent ici la turpentine et la gélatine . Ainsi, de même que précédemment, deux acquisitions sont réalisées : l'une en présence du cristallin de porcelet et l'autre dans l'eau distillée, afin d'établir la référence permettant de quantifier la fidélité spatiale et le gain relatif $G_{BF/ref}$.

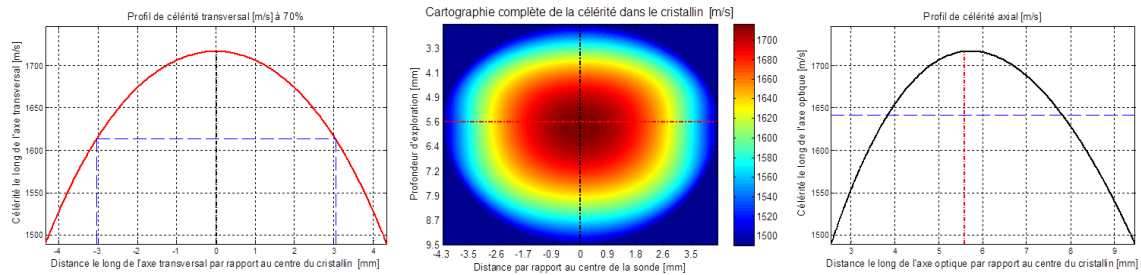
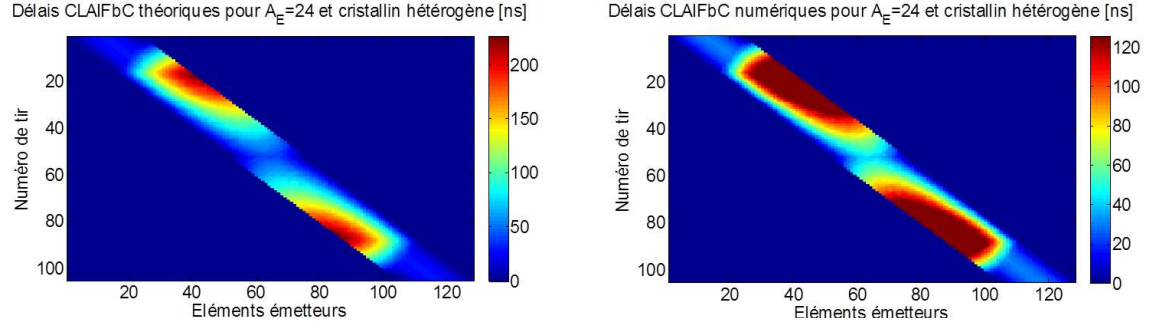


FIGURE 6.6 – Cartographie employée pour considérer l'hétérogénéité de la célérité du cristallin porcine imagé (au centre). Le profil axial est défini par $c_H=1490$ m/s (eau pure à 22.5°C) et $\widehat{c}_L(x_L, z) = 1651$ m/s. Le profil transverse (à gauche) a pour paramètre $K_{eq}=0.7$.

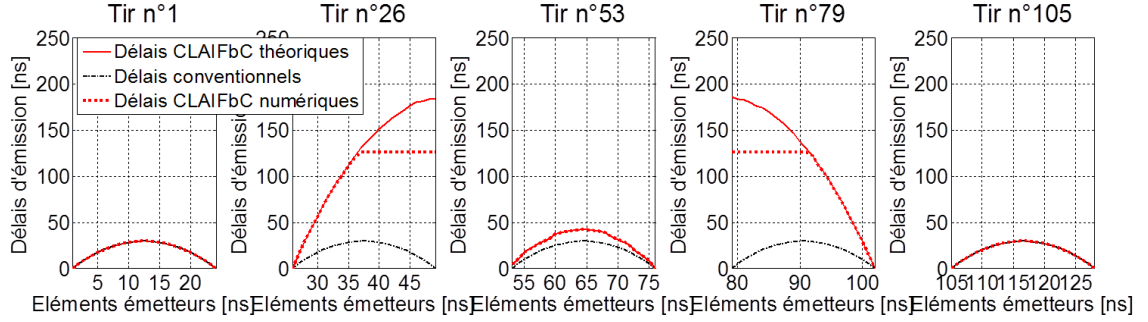
Les trois techniques de reconstructions, conventionnelle, CLAPC et CLAIFbC sont appliquées aux données RFs acquises par l'ECODERM au travers du cristallin de porcelet. Ces données RFs résultent du balayage linéaire de 24 éléments émetteurs, focalisés à une profondeur de 15 mm (centre du plateau de fil) à l'aide de la technique CLAIFbC. Cette émission adaptée prend ici en compte l'hétérogénéité de la célérité au sein du cristallin. Elle est représentée, sous sa forme théorique et numérique (saturation au delà de 125.5 ns), sur la figure 6.7. L'erreur relative $\Delta\tau_{erreur/tir}$ entre les délais numériques appliqués en émission et les délais CLAIFbC théoriques est donnée par la figure 6.8. La carte de célérité employée dans les techniques adaptées a été définie d'après la célérité mesurée lors de la

6.1. EXPÉRIMENTATIONS *EX VIVO* SUR CRISTALLIN PORCIN ISOLÉ

caractérisation du cristallin et satisfait donc $\widehat{c}_L(x_L, z) = 1651$ m/s (célérité moyenne le long de l'axe cristallin). Elle est illustrée figure 6.6.



(a) Matrice d'émission adaptée CLAIFbC sous sa forme théorique (à gauche) et numérique (à droite).



(b) Profils des délais pour différents tirs du balayage linéaire.

FIGURE 6.7 – Émission adaptée avec la méthode CLAIFbC pour compenser les aberrations de phase générées par le cristallin de porclet en considérant l'hétérogénéité de sa célérité.

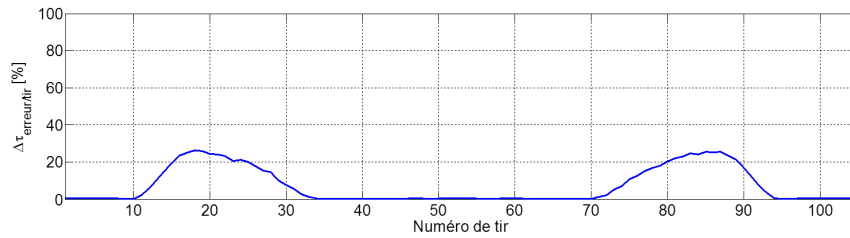


FIGURE 6.8 – Erreur relative en émission des délais numériques par rapport aux délais CLAIFbC théoriques $\Delta\tau_{erreur/tir}$ pour l'émission au travers du cristallin porcine. La valeur moyenne de $\Delta\tau_{erreur/tir}$ est de 7.17 %.

De même que précédemment, focalisation dynamique continue, ouverture adaptatrice et apodisation porte sont appliqués en réception, pour chaque reconstruction. Le F-number est ici égal à 2, car une valeur inférieure cause, sur les B-scans conventionnels, une dégradation trop importante des PSFs situées dans le voisinage de l'axe du cristallin, et empêche leur analyse quantitative.

6.1.2.2 Résultats des reconstructions conventionnelle, CLAPC et CLAIFbC

B-scans conventionnel et adaptés pour un cristallin hétérogène

Les B-scans reconstruits au moyen des techniques conventionnelle, CLAPC et CLAIFbC lors de l'expérimentation sur le cristallin porcin sont affichées figure 6.9. Les techniques adaptées CLAPC et CLAIFbC prennent en compte l'hétérogénéité du cristallin selon la carte définie figure 6.6.

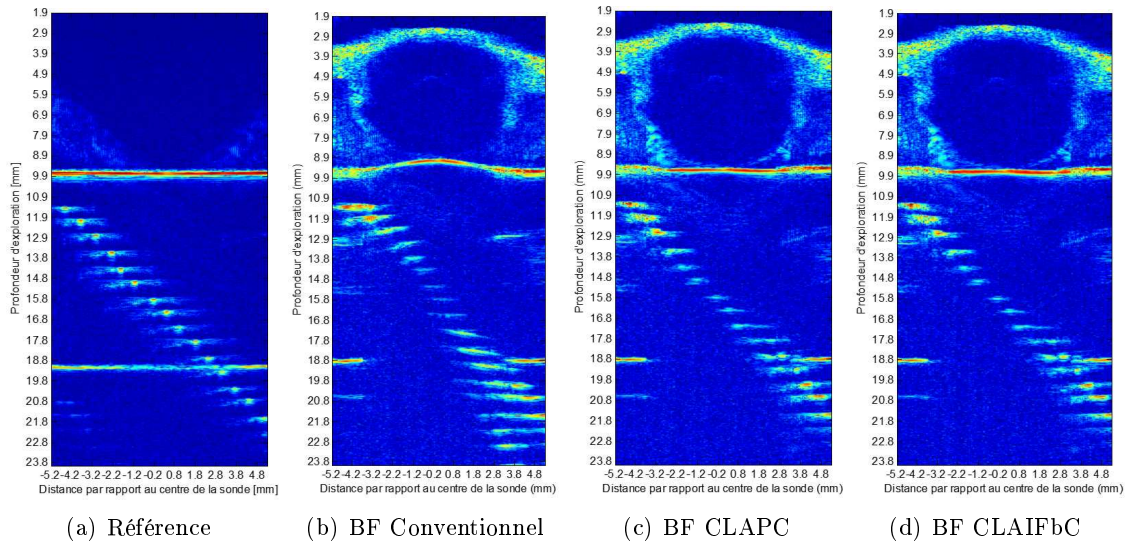


FIGURE 6.9 – B-scans du fantôme de fils dans l'eau pure (a) et au travers du cristallin de porcelet, reconstruits au moyen des techniques conventionnelle (a et b), CLAPC (c) et CLAIFbC (d). L'hétérogénéité de la célérité dans le cristallin est prise en compte selon la carte de $c_L(x; z)$ définie figure 6.6. Apodisation porte, F-number=2 et DR = 40 dB.

Les images en mode-B du cristallin de porcelet issues de la reconstruction conventionnelle et CLAIFbC sont confrontées figures 6.10(a) et 6.10(b).

Le contour ζ_L détecté manuellement depuis un B-scan natif de l'ECODERM est superposé à ces figures. Il présente une épaisseur axiale e_{a+p} proche à 0.02 mm de celle mesurée lors de la caractérisation du cristallin (voir Table 6.1) et affiche une excellente correspondance avec le B-scan CLAIFbC. Notons que le cristallin imagé présente des restes d'attachement zonulaires aux abords de l'équateur.

Les résultats de convergence pour la reconstruction du B-scan CLAIFbC (fig. 6.9(d)) sont listés dans la table 6.4. Ils montrent que 99.95% des chemins réfractés ont été déterminés en une seule itération dans la plupart des cas, et pour une erreur angulaire moyenne de 0.2136°.

$N_{paths\ calculated}$	$N_{paths\ unresolved}$	$\hat{N}_{iterations}$	\hat{N}_{reinit}	$\overline{ Err_{ang} }$
26,359,552	13,267	1.11	0.0269	0.2136

TABLE 6.2 – Résultats de convergence pour la reconstruction du B-scan CLAIFbC (fig. 6.9(d)) lors de l'imagerie du cristallin de porcelet.

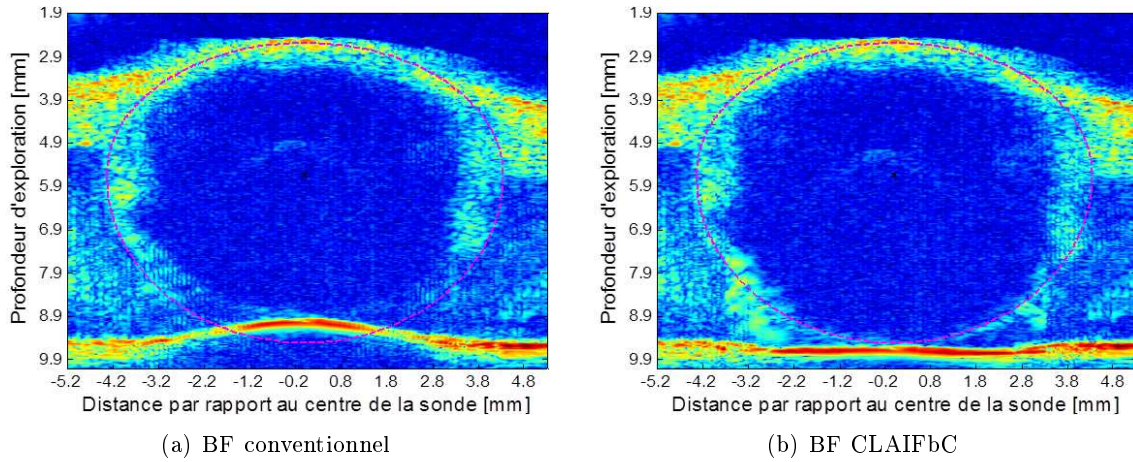


FIGURE 6.10 – Superposition sur les B-scans conventionnel et ClaiFbC du contour de cristallin détecté ζ_L . Ce contour a pour caractéristiques géométriques $e_{ant} = 3.04$ mm, $e_{post} = 3.87$ mm, et $L_{eq} = 8.67$ mm, soit des rayons de courbure antérieur $\rho_{ant}=6.2$ mm et postérieur $\rho_{post}=4.9$ mm (Eq. 5.1). L'épaisseur épaisseur axiale $e_{a+p} = e_{ant} + e_{post}=6.87$ mm est très proche de celle mesurée lors de l'étape de caractérisation. DR=50 dB.

Analyse quantitative de la résolution et de la fidélité spatiale

L'analyse quantitative a été réalisée, depuis les B-scans des figures 6.9(b), 6.9(c) et 6.9(d), sur les PSFs des 9 réflecteurs ponctuels situés dans l'ombre acoustique du cristallin. La numérotation attribuée à chacune est représentée sur la figure 6.11(a).

Dans cette figure, le centre des PSFs de chaque type de B-scan a été superposé sur le B-scan de référence, afin de mettre en évidence l'erreur spatiale (Err_{total}). Les valeurs quantitative associées, comprenant l'expression des erreurs axiale (Err_r) et latérale (Err_l) sont reportées sur la figure 6.11(b) qui l'accompagne.

Les distorsions provoquées par le cristallin porcin se manifestent sur le B-scan conventionnel, en terme d'erreur axiale, latérale et totale, suivant les mêmes tendances que lors des expérimentations *in vitro* :

- **Erreur axiale** : D'une valeur moyenne de $504 \mu\text{m}$ pour un écart type de $117 \mu\text{m}$, Err_r est maximale au niveau de l'axe du cristallin, où elle atteint environ $600 \mu\text{m}$ puis décroît en s'en éloignant, jusqu'à environ $300 \mu\text{m}$. Cette décroissance est plus prononcée par rapport aux expériences *in vitro*, ce qui traduit l'inhomogénéité de la célérité US au sein du cristallin porcin (elle diminue en s'éloignant de son centre).
- **Erreur latérale** : D'une valeur moyenne de $449 \mu\text{m}$ pour un écart type de $213 \mu\text{m}$, Err_l est nulle dans l'axe du cristallin puis s'accroît en s'en éloignant, jusqu'à atteindre $\pm 600 \mu\text{m}$. Elle est négative d'un côté et positive de l'autre, ce qui traduit la compression apparente des PSFs, en direction de l'axe du cristallin, observée sur le B-scan conventionnel.
- **Erreur totale** : D'une valeur moyenne de $714 \mu\text{m}$ pour un écart type de $74 \mu\text{m}$, Err_{totale} reste à peu près constante sous l'effet des tendances opposées des erreurs axiale et latérale.

Comme observé précédemment, ces erreurs spatiales apparaissent nettement réduites dans les B-scans adaptés, et sans différences notables entre les techniques CLAPC et CLAIFbC.

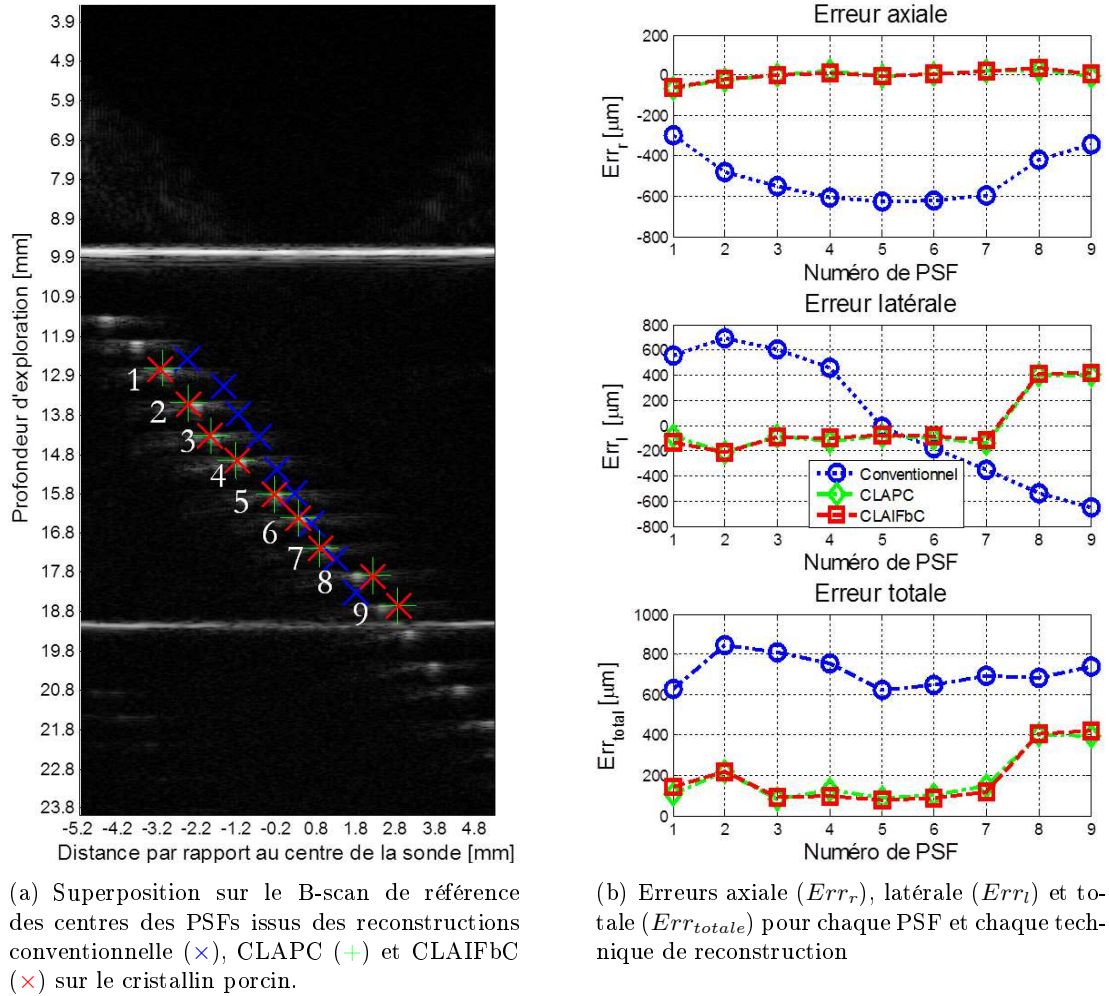


FIGURE 6.11 – Erreur spatiale pour chaque technique de reconstruction des 9 PSFs analysées, en présence du cristallin de porcelet. Le numéro attribué à chaque PSF est celui employé dans le texte et les figures suivantes.

D'une valeur moyenne et d'un écart type inférieurs à $20 \mu m$ pour les deux techniques, l'erreur axiale est proche de zéro. L'erreur latérale présente quant à elle une valeur moyenne de $183 \mu m$ pour les deux B-scans CLAPC et CLAIFbC, avec un écart type de respectivement $121 \mu m$ et $129 \mu m$. Remarquons cependant qu'elle se situe dans l'ensemble autour de $100 \mu m$ à l'exception des PSFs n°8 et n°9 décalées d'environ $400 \mu m$ vers la droite de l'axe du cristallin. La moins bonne localisation de ces deux PSFs est probablement la conséquence d'une inhomogénéité de la célérité US différente de celle considérée. Au final, l'erreur totale est d'en moyenne $185 \mu m$ soit une réduction de 74% par rapport au B-scan conventionnel.

Les résolutions axiale (Δr_{-6dB}) et latérale (Δl_{-6dB}) mesurées dans les B-scans sur le cristallin de porcelet sont données figure 6.12, en relation avec la résolution du B-scan de référence (fig. 6.12(b)).

6.1. EXPÉRIMENTATIONS *EX VIVO* SUR CRISTALLIN PORCIN ISOLÉ

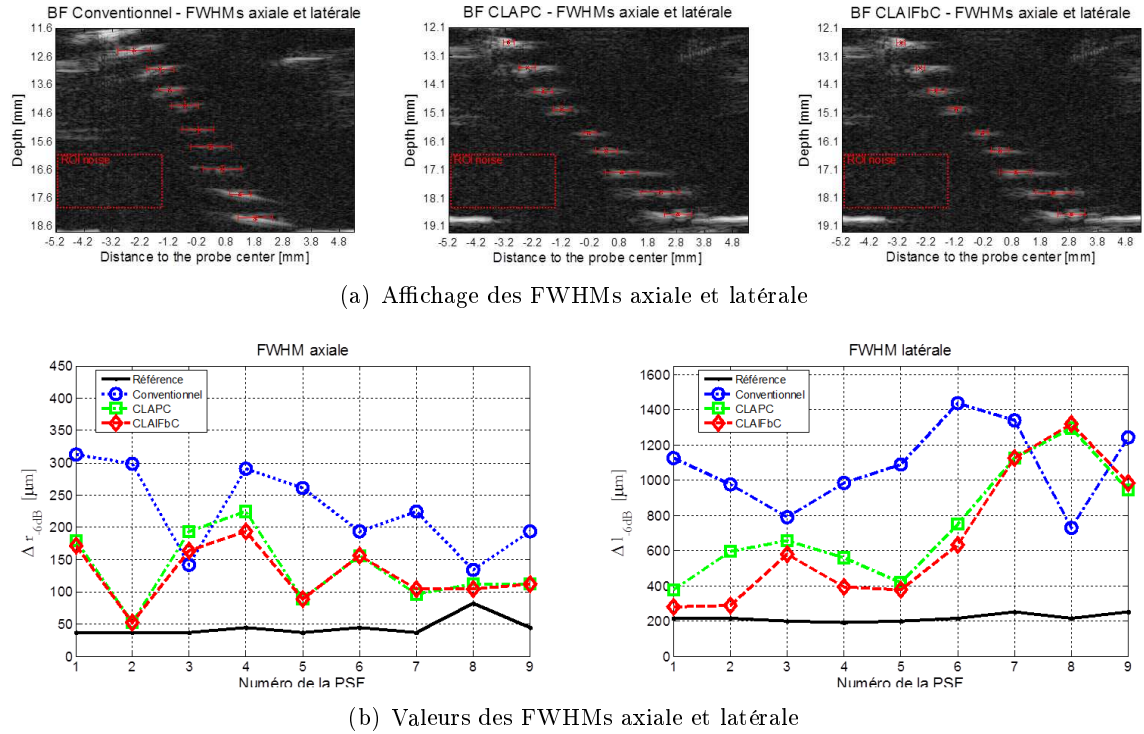


FIGURE 6.12 – Résolutions axiale (Δr_{-6dB}) et latérale (Δl_{-6dB}) propres à chaque PSF analysée dans les B-scans conventionnel, CLAPC et CLAIFbC, au travers du cristallin porcine. Les régions utilisées pour déterminer le bruit σ_{noise} lors du calcul du SNR sont représentées par des rectangles en trait pointillé rouge. DR=40dB.

Contrairement aux expériences *in vitro*, nous constatons que la résolution spatiale n'est pas seulement dégradée au niveau latéral, mais également au niveau axial. En effet, d'une valeur moyenne de $45 \mu m$ sur le B-scan de référence, Δr_{-6dB} se retrouve multiplié par 3 environ sur les B-scans adaptés ($135 \mu m$ et $127 \mu m$ pour CLAPC et CLAIFbC respectivement), et par 5 sur le B-scan conventionnel ($228 \mu m$). Cette augmentation significative de Δr_{-6dB} est une conséquence de l'atténuation importante des ultrasons au travers du cristallin, provoquant une augmentation de la longueur d'onde des échos (voir Fig.6.2-b), à laquelle s'ajoute peut-être également des effets dispersifs. La résolution latérale Δl_{-6dB} est d'en moyenne $1123 \mu m$ sur le B-scan conventionnel, soit environ 5.15 fois plus large que sur celui de référence. Les B-scans adaptés présentent quant à eux un Δl_{-6dB} d'en moyenne $679 \mu m$ et $584 \mu m$ pour les techniques CLAPC et CLAIFbC respectivement, et sont donc plus larges d'un facteur 3.11 et 2.68 par rapport à la référence. Δl_{-6dB} est ainsi diminuée de 39% et 48% dans les B-scans CLAPC et CLAIFbC par rapport au B-scan conventionnel.

Le gain relatif en signal $G_{BF/Ref}$ est représenté, pour l'ensemble des PSFs analysées et chaque technique d'imagerie, dans la figure 6.13.

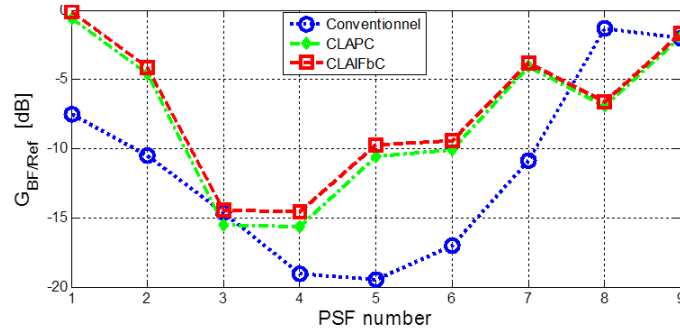


FIGURE 6.13 – Gain relatif $G_{BF/Ref}$ par rapport à la référence pour chaque PSF analysée dans les B-scans conventionnels, CLAPC et CLAIFbC.

Le gain relatif $G_{BF/Ref}$ affiche une valeur moyenne de -11.3 dB dans le B-scan conventionnel. Il est rehaussé de respectivement 3.6 dB et 4.2 dB dans les B-scans CLAPC et CLAIFbC. A l'inverse des résultats *in vitro*, $G_{BF/Ref}$ est, pour l'ensemble des techniques de reconstruction, plus faible au niveau de l'axe du cristallin, puis remonte en se rapprochant de ses bords, là où nous observons une chute brutale au travers des cristallins synthétiques. Le gain relatif atteint donc son minimum dans l'axe du cristallin (environ -20 dB sur le B-scan conventionnel et -10 dB sur les B-scans adaptés) sous l'effet de l'atténuation du faisceau émis et des échos reçus, alors maximale. Si $G_{BF/Ref}$ remonte ensuite, en se rapprochant de la périphérie cristallinienne, c'est parce que les effets réfractifs y sont moins prononcés que lors des expérimentations *in vitro*, notamment en raison du gradient décroissant de célérité.

La figure 6.14 montre le profil latéral des 3 PSFs les plus proches de l'axe du cristallin (et donc de l'axe visuel), pour chaque technique d'imagerie.

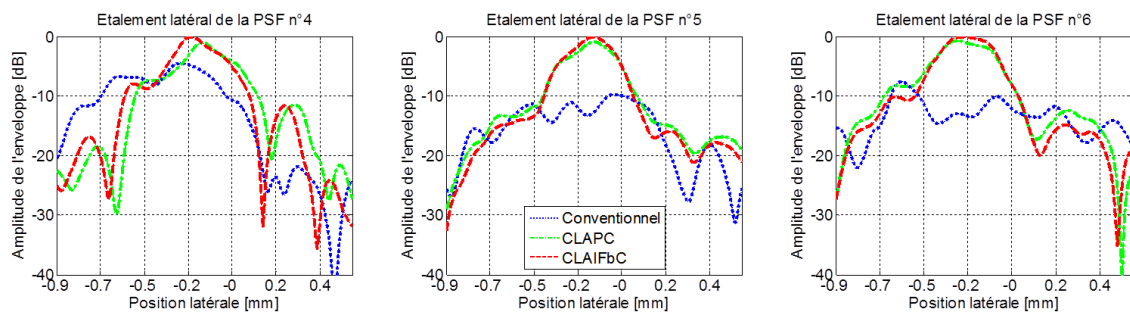


FIGURE 6.14 – Profil latéral, en dB, des PSFs n°4, 5 et 6 pour les techniques de reconstruction conventionnelle, CLAPC et CLAIFbC.

L'analyse quantitative, ici exposée dans ses détails, est synthétisée dans la table 6.3 où figurent les valeurs moyennes calculées pour l'ensemble des paramètres analysés, sur chacune des 9 PSFs étudiées. La PSF n°8 n'a pas été incluse dans le calcul de la résolution latérale moyenne, pour l'ensemble des techniques de reconstruction, car sa mesure est biaisée sur le B-scan conventionnel du fait de son inclinaison trop importante.

Apodisation de Hamming en réception

6.1. EXPÉRIMENTATIONS *EX VIVO* SUR CRISTALLIN PORCIN ISOLÉ

	$\widehat{\Delta r}_{-6dB}$ [μm] \pm SD	$\widehat{\Delta l}_{-6dB}$ [μm] \pm SD	$ \widehat{Err}_r $ [μm] \pm SD	\widehat{Err}_l [μm] \pm SD	\widehat{Err}_{total} [μm] \pm SD	$\widehat{G}_{BF/Ref}$ [dB] \pm SD
Référence	45 ± 14	218 ± 20	-	-	-	0
Conventionnel	228 ± 63	1123 ± 198	504 ± 117	449 ± 213	714 ± 74	-11.4 ± 4.4
CLAPC	135 ± 53	679 ± 239	20 ± 19	183 ± 121	186 ± 120	-7.7 ± 5.2
CLAIFbC	127 ± 43	584 ± 298	18 ± 17	183 ± 129	185 ± 128	-7.1 ± 4.9

TABLE 6.3 – Valeurs moyennes et écarts types de l’ensemble des paramètres analysés, calculés sur les 9 PSFs étudiés, pour chaque B-scan.

L’apodisation de Hamming est couramment employée en réception, dans la reconstruction d’images US au moyen de sondes multi-éléments. Elle offre un bon compromis entre perte de résolution latérale et gain en contraste. Nous l’avons appliquée ici à chacune des techniques de reconstruction, de façon dynamique *i.e.* qui s’adapte à la taille de l’ouverture réceptrice à chaque profondeur, sur une taille d’ouverture définie par le même F-number que dans les B-scans précédents.

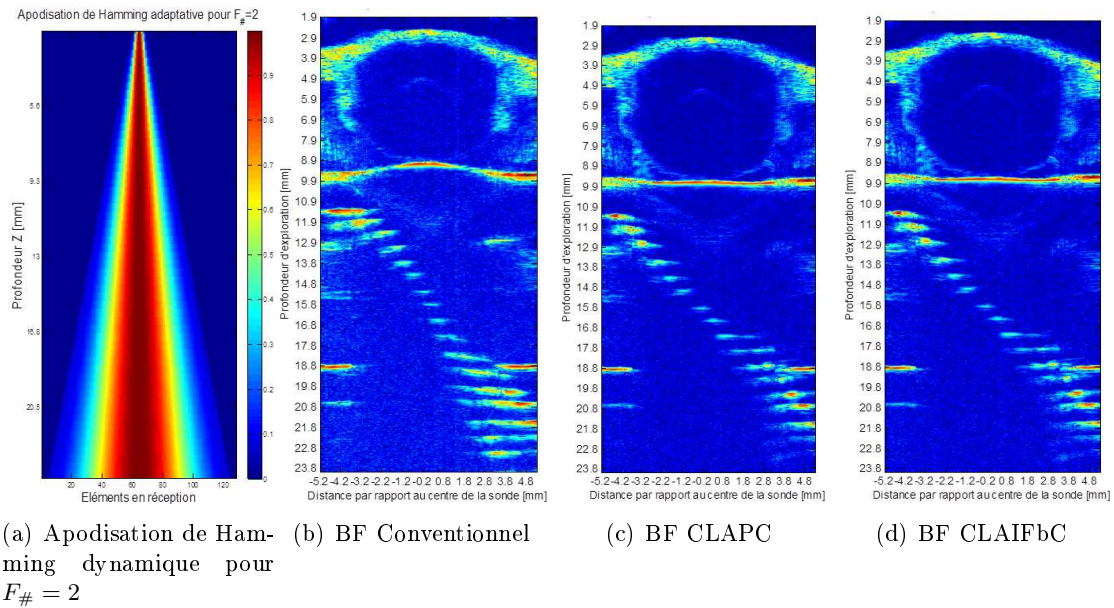


FIGURE 6.15 – B-scans conventionnel (b), CLAPC (c) et CLAIFbC (d) au travers du cristallin de porcelet reconstruits avec une apodisation de Hamming dynamique (a) en réception. F-number=2 et DR = 40 dB.

Nous constatons que si l’apodisation opère sur les B-scans adaptés de façon analogue qu’en milieu homogène (*i.e.* légère baisse de la résolution latérale et augmentation du contraste) il n’en est pas de même sur le B-scan conventionnel, où elle améliore la résolution latérale, en plus de rehausser le contraste. Ce comportement rappelle les observations faites dans la section 5.3.3.1 du chapitre précédent, sur l’impact du F-number en réception. L’apodisation atténue ici des échos sommés de façon non cohérente à l’issue du DAS.

B-scans adaptés en l'absence de considération de l'hétérogénéité cristalline en réception ($c_L = C^{te}$)

Les B-scans exposés dans les figures 6.16(c) et 6.16(d), à l'inverse de ceux présentés figures 6.9(c) et 6.9(d), ne considèrent pas, en réception, l'hétérogénéité du cristallin. Ils sont toutefois reconstruits à partir des mêmes lignes RFs que l'ensemble des B-scans au travers du cristallin de porcelet, qui ont été acquises à l'issue d'une émission adaptée prenant en compte l'hétérogénéité cristallinienne.

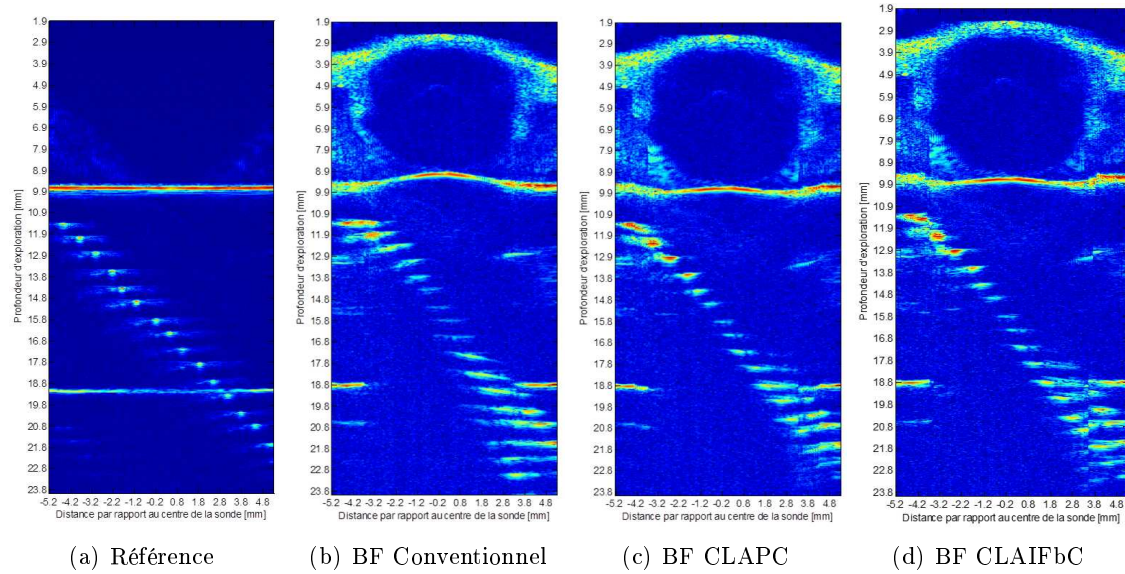


FIGURE 6.16 – Images en mode-B du fantôme de fils dans l'eau pure (a) et au travers du cristallin de porcelet, reconstruites au moyen des techniques conventionnelle (a et b), CLAPC (c) et CLAIFbC (d). La célérité dans le cristallin est supposée uniforme ($c_L = C^{te}$) dans les reconstructions adaptées ($c_H = 1490$ m/s et $c_L = 1651$ m/s). Apodisation porte, F-number=2 et DR = 40 dB.

L'erreur spatiale sur les B-scans adaptés, reconstruits sans considérer l'hétérogénéité de la célérité au sein du cristallin, affiche une valeur moyenne de $421 \mu\text{m}$, pour un écart type de $140 \mu\text{m}$. Plus de détails sur la résolution spatiale et le gain relatif sont donnés dans le proceeding intitulé "A beamforming strategy dedicated to post lens ultrasound imaging and ocular biometry at 20 MHz" [Mateo *et al.*, 2011].

6.1.3 Discussion

L'expérimentation *ex vivo* sur un cristallin de porcelet a permis d'appréhender l'impact de l'atténuation du cristallin sur les B-scans conventionnel et sur l'efficacité des techniques CLAPC et CLAIFbC. Nous avons vu ainsi qu'elle était cause d'une diminution de la résolution axiale, et atténuait grandement les échos provenant de l'axe du cristallin et de son voisinage. Les techniques adaptées apportent cependant toujours un bénéfice significatif, que ce soit en terme de résolution que de fidélité spatiale. La résolution latérale apparaît ainsi améliorée d'un facteur 2 dans le B-scan CLAIFbC par rapport au conventionnel. La résolution axiale est également réduite de presque autant. Enfin, l'erreur spatiale a été

6.2. PREMIÈRES EXPÉRIMENTATIONS SUR YEUX HUMAINS COMPLETS *EX VIVO*

réduite de 74 %. L'erreur de $183\ \mu\text{m}$ qui subsiste est probablement liée à une mésestimation de la cartographie réelle de la célérité au sein du cristallin.

Contrairement aux expériences *in vitro*, les différences entre CLAPC et CLAIFbC ne sont plus manifestes. Il s'agit certainement d'une conséquence de l'hétérogénéité de la célérité du cristallin en association avec sa forme biconvexe. Non seulement le gradient de célérité réduit le degré de réfraction sous les bords du cristallin, mais de plus, il semble que ces chemins réfractés correspondent à des temps de vol très proches des chemins non réfractés. En effet, les chemins réfractés sont plus longs que les rectilignes mais la célérité moyenne pour les parcourir y est plus importante ce qui conduit bien souvent à une très faible différence de temps de vol entre les deux.

À l'issue de ces expérimentations, nous pouvons nous attendre à ce que les techniques adaptées soient encore plus performantes sur l'œil humain, dont le cristallin est d'une part moins atténuant que le cristallin porcin mais également de dimension plus réduite.

6.1.3.1 Apport de la prise en compte de l'inhomogénéité du cristallin

La comparaison des figures 6.16 et 6.9 montre que ne pas considérer l'hétérogénéité de la célérité au sein du cristallin dégrade sensiblement les performances des techniques adaptées dans la correction des distorsions spatiales, essentiellement dans les régions situées au delà des bords du cristallin. L'erreur spatiale moyenne passe en effet de $183\ \mu\text{m}$ à $421\ \mu\text{m}$. Les techniques adaptées pour un cristallin homogène conservent toutefois un intérêt par rapport à la reconstruction conventionnelle.

Précisons ici que l'hétérogénéité du cristallin est plus marquée chez l'espèce porcine que chez l'homme et en particulier chez le sujet jeune. Notamment, le profil de célérité transverse forme chez l'homme un plateau relativement large autour du centre, tandis qu'il décroît depuis le centre chez le porc. On peut donc s'attendre à ce que la différence entre B-scans adaptés considérant ou non l'hétérogénéité du cristallin soit moins marquée.

6.2 Premières expérimentations sur yeux humains complets *ex vivo*

Les deux yeux humains imagés dans cette section ont été obtenus au service d'anatomie de la faculté de médecine, et manipulés dans le respect des principes de la Déclaration d'Helsinki.

6.2.1 Protocole expérimental

L'œil est débarrassé de ses chairs péri-orbitaires et placé dans un support hémisphérique de maintien (voir Fig. 6.17). Ce support est adapté à la forme de l'œil grâce à son diamètre intérieur de 25 mm. De plus il dispose d'un trou légèrement décentré permettant au nerf optique de déboucher, facilitant ainsi le positionnement et le centrage de l'œil.

La sonde multi-élément HF LA20 est ensuite positionnée colinéairement à l'axe visuel de l'œil et un gel acoustique est utilisé comme couplant.

L'acquisition des signaux RF est réalisée à l'aide du balayage linéaire d'une ouverture émettrice de 24 éléments focalisée par loi parabolique à une profondeur de 24 mm pour

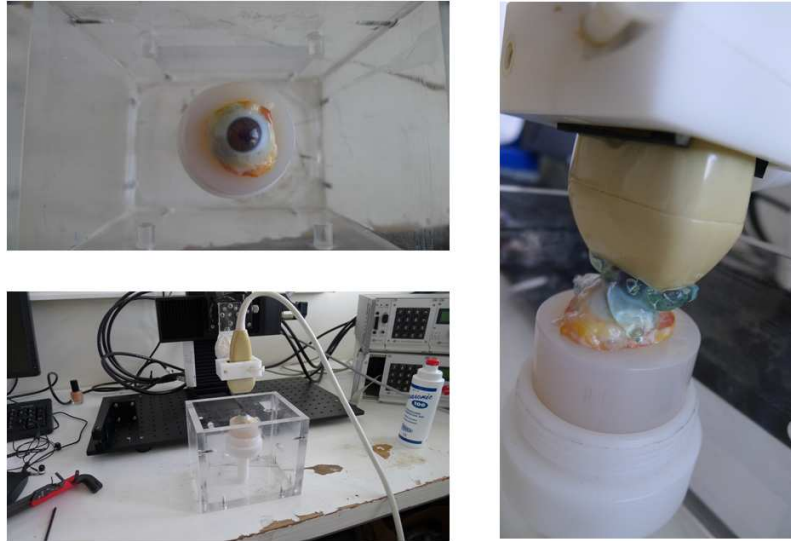


FIGURE 6.17 – Photos du dispositif expérimental pour l'observation d'un œil entier.

une célérité $c_H=1510$ m/s. Il s'agit de la célérité dans les humeurs à la température de la pièce relevée pour les deux expériences ($T=22^\circ\text{C}$).

Enfin, les signaux recueillis sur les 128 voies de l'ECODERM sont reconstruits au moyen des techniques conventionnelle, CLAPC et CLAIFBC pour produire les B-scans correspondants.

Le premier œil imagé est anatomiquement normal. Nous avons donc considéré l'hétérogénéité de la célérité US au sein de son cristallin selon la cartographie illustrée figure 6.18. Elle est définie pour $c_H=1510$ m/s et $\widehat{c}_L(x_L, z) = 1620$ m/s et $K_{eq}=0.8$, conformément aux mesures de Thijssen *et al.* (cf. chapitre 2).

Le second œil imagé est quant à lui doté d'un implant. Nous avons déduit la célérité du matériau qui le compose à l'aide de l'interface graphique pour la lecture des B-scans natifs de l'ECODERM. Elle permet de mesurer une distance entre deux points du B-scan pour une célérité donnée. Nous avons donc retenu la célérité $c_L=2060$ m/s pour laquelle l'épaisseur axiale mesurée correspondait à l'épaisseur réelle de l'implant (0.99 mm). Il s'agit de la célérité US au sein de l'acrylique, matériau le plus employé de nos jours pour la fabrication des implants. La mesure de l'épaisseur axiale réelle s'est déroulée *a posteriori* des acquisitions, à l'aide d'un pied à coulisse posé sur l'implant lui-même.

6.2.2 B-scans transcornéens obtenus à partir des reconstructions conventionnelle, CLAPC et CLAIFbC

6.2.2.1 Sur un œil sain

L'œil étudié dans cette section a été prélevé dans les 24 h *post-mortem* sur un donneur femme de 63 ans. Les B-scans obtenus au moyen de chaque technique sont présentés figure 6.20 avec une échelle en niveau de gris. L'iris accolée à la face antérieure du cristallin est signalée par des flèches rouges sur le B-scan conventionnel.

Les résultats de convergence pour la reconstruction du B-scan CLAIFbC (fig. 6.9(d))

6.2. PREMIÈRES EXPÉRIMENTATIONS SUR YEUX HUMAINS COMPLETS *EX VIVO*

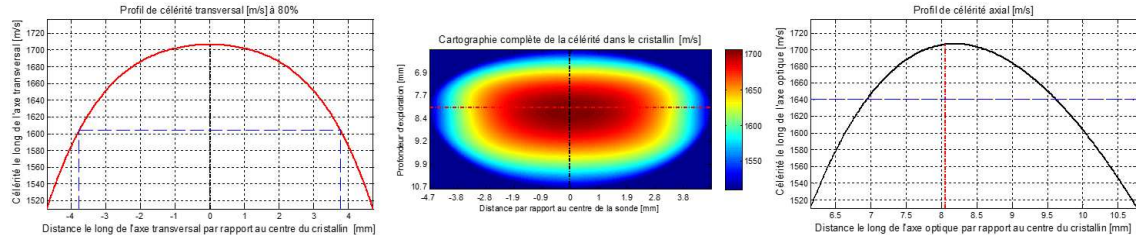


FIGURE 6.18 – Cartographie employée pour considérer l'hétérogénéité de la célérité du cristallin humain imagé (au centre). Le profil axial est défini par $c_H=1510$ m/s (célérité dans les humeurs à 22°C) et $\widehat{c}_L(x_L, z) = 1641$ m/s. Le profil transverse (à gauche) a pour paramètre $K_{eq}=0.8$.

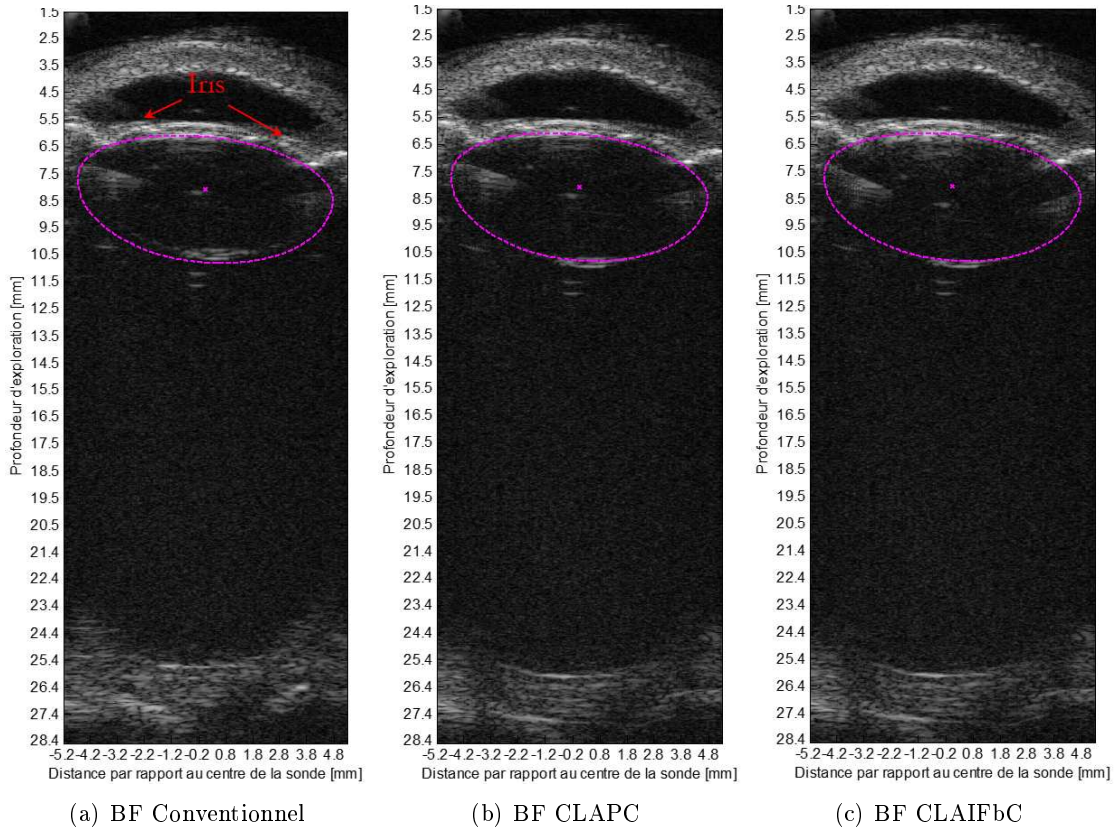


FIGURE 6.19 – Images en mode-B de l'œil humain sain, reconstruites au moyen des techniques conventionnelle (a), CLAPC (b) et CLAIFbC (c). L'hétérogénéité de la célérité dans le cristallin est prise en compte selon la carte de $c_L(x; z)$ définie figure 6.18. Apodisation porte, F-number=2 et DR = 40 dB.

sont listés dans la table 6.4. Ils montrent que 99.92% des chemins réfractés ont été déterminés en une seule itération dans la plupart des cas, et pour une erreur angulaire moyenne de 0.0183°.

6.2. PREMIÈRES EXPÉRIMENTATIONS SUR YEUX HUMAINS COMPLETS *EX VIVO*

$N_{pathscalculated}$	$N_{pathsunresolved}$	$\hat{N}_{iterations}$	\hat{N}_{reinit}	$\overline{ Err_{ang} }$
29,323,240	24,350	1.0387	0.0183	0.0537

TABLE 6.4 – Résultats de convergence pour la reconstruction du B-scan CLAIFbC (fig. 6.9(d)) lors de l'imagerie de l'œil humain sain.

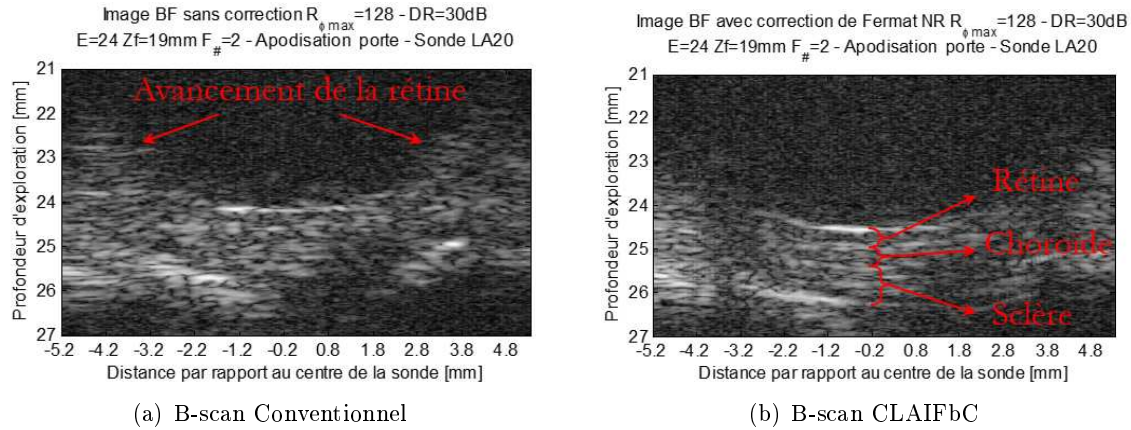


FIGURE 6.20 – B-scans conventionnel et CLAIFbC du fond de l'œil humain sain affichés en niveau de gris. Remarquons l'avancement de la rétine sur le B-scan conventionnel, et les différentes tuniques qui deviennent discernables sur le B-scan CLAIFbC.

Les interfaces vitréo-rétiniennes, rétino-choroïdienne et choïroïdo-sclérale identifiées figure 6.20(b) conduisent à des épaisseurs d'environ $390 \mu\text{m}$, $490 \mu\text{m}$ et $850 \mu\text{m}$, respectivement pour la rétine, la choroïde et la sclère. Ces épaisseurs sont cohérentes avec l'anatomie oculaire de la rétine (d'environ $410 \mu\text{m}$ aux abords de la macula) et la sclère (entre 0.8 et 1 mm) dans cette zone. Ce que nous supposons être la choroïde est en revanche plus épaisse que d'ordinaire à ce niveau (environ $350 \mu\text{m}$). Si les interfaces identifiées ne sont pas erronées, cette épaisseur supérieure à la normale peut résulter de l'accumulation du sang dans cette zone ou bien d'une dysmorphie quelconque.

6.2.2.2 Sur un œil doté d'un IOL

L'œil étudié dans cette section a été prélevé dans les 72 h *post-mortem* sur un donneur homme de 83 ans ayant subi une opération de la cataracte. Son cristallin a donc été remplacé par un implant intra-oculaire. Cet implant est visible sur le B-scan du segment antérieur (Fig. 6.21); il est de forme biconvexe avec une courbure plus importante côté antérieur. De même que pour un véritable cristallin, son contour est détecté manuellement depuis ce B-scan. La géométrie ellipsoïdale permet de représenter fidèlement la forme de l'IOL.

Les B-scans obtenus au moyen de chaque technique sont présentés figure 6.22 avec une échelle en niveau de gris. Nous pouvons constater sur ces B-scans que la cornée de l'œil étudié est affaissée. Ceci n'est pas la conséquence d'une dégradation prématurée des tissus mais d'un choc lors de sa manipulation. L'observation du fond de l'œil ne devrait en être que peu affectée.

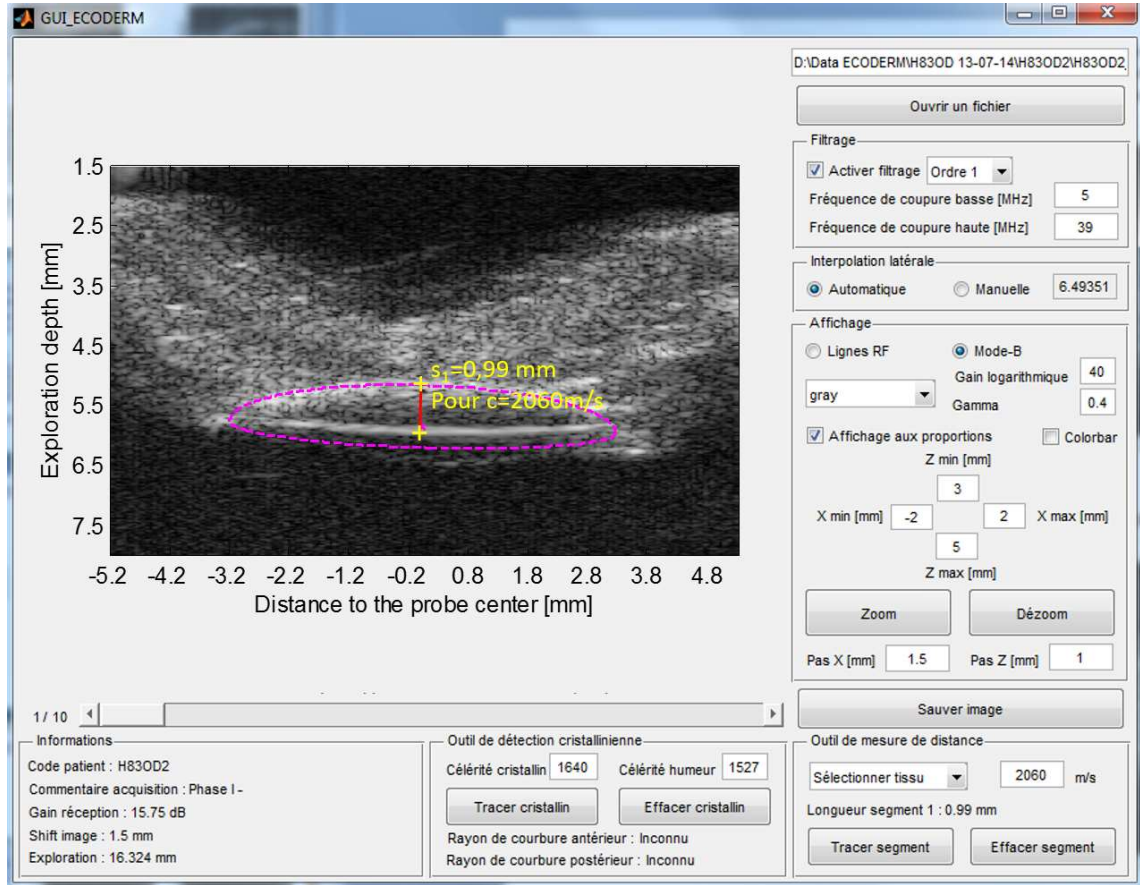


FIGURE 6.21 – Contour de l’implant détecté depuis une image en mode-B native de l’ECODERM. La célérité dans l’implant est identifiée par le biais de deux points formant le segment s_1 , placés à chaque pôle. Lorsque s_1 est égal à l’épaisseur axiale réelle de l’implant pour une célérité particulière, alors il s’agit de la célérité en son sein.

6.2.3 Discussion

Nous retrouvons dans le B-scan conventionnel sur le premier œil observé (anatomiquement normal), l’effet d’avancement et de compression apparent de la rétine mentionné par Sokollu dès les débuts de l’échographie ophtalmique (Fig. 6.20(a)). L’avancement dans l’axe visuel est d’environ $450 \mu\text{m}$, si l’on se réfère aux B-scans adaptés. Cette distorsion marquée de la rétine n’est plus présente dans les B-scans adaptés. Ceux-ci, au demeurant peu différenciables entre CLAPC et CLAIFbC, présentent le fond de l’œil avec une courbure plus marquée et plus conforme à l’anatomie réelle. De plus, l’interface vitréo-rétinienne est nettement mieux définie sur les B-scans adaptés. Ils présentent également un speckle plus fin, attestant d’un gain en résolution notable. Les B-scans adaptés offrent une vision du fond de l’œil non seulement plus fidèle mais également mieux résolue, permettant d’identifier les différentes tuniques qu’il comporte. En effet, on distingue, au niveau de l’axe visuel, les interfaces rétino-choroïdale et choroïdo-sclérale, de même que l’interface sclérale postérieure. Aucune de celles-ci ne sont clairement discernables dans le B-scan conventionnel. L’intérêt pour l’observation anatomique est ici manifeste, mais également au niveau diagnostique, dans par exemple la mesure de l’épaisseur maculaire en cas d’œdème ou encore dans le

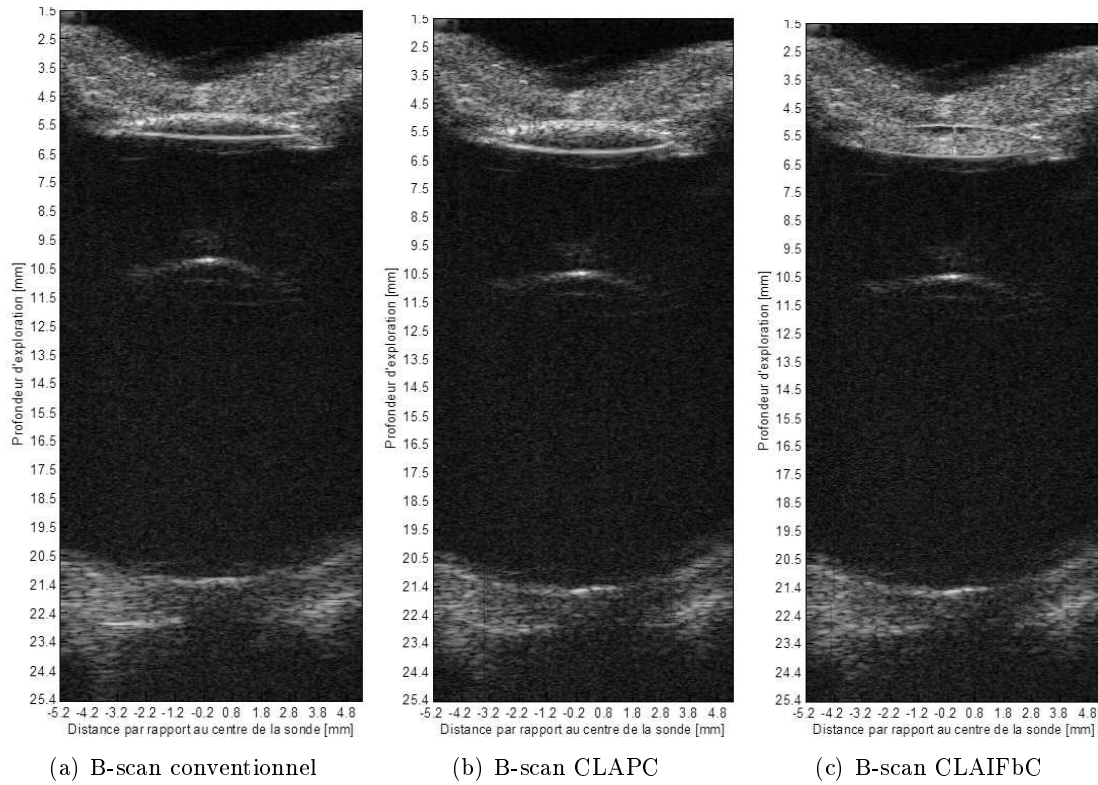


FIGURE 6.22 – Images en mode-B de l’œil humain doté d’un IOL reconstruites au moyen des techniques conventionnelle (a), CLAPC (b) et CLAIFbC (c). Apodisation porte, F-number=2 et DR = 40 dB.

dépistage plus précoce de tumeurs du fond de l’œil comme le mélanome choroïdien.

L’observation de l’œil doté d’un implant a montré que malgré ses dimensions réduites par rapport au cristallin, il dégrade également l’observation du fond de l’œil, en raison du ratio $\mu_{L/H}$ élevé qu’il introduit. Il est ici de 1.36, soit significativement supérieur à celui des expérimentations *in vitro* (d’une valeur d’environ 1.18), car l’implant est en acrylique. Sa présence cause sur le B-scan conventionnel une baisse en résolution spatiale et en contraste, notamment au niveau de l’axe visuel. De plus, les distorsions qu’il induit altèrent l’observation de la jonction vitréo-rétinienne. Elle apparaît discontinue et moins courbée qu’elle ne l’est en réalité. Les techniques adaptées contribuent dans ce cas également à restaurer la fidélité spatiale. En effet la continuité de la jonction vitréo-rétinienne est rétablie sur les B-scans CLAPC et CLAIFbC. D’autre part, elles offrent un speckle plus fin et une sensibilité accrue au niveau des structures situées dans l’axe visuel. Malgré l’homogénéité de l’implant, nous ne remarquons pas de différences notables entre la technique CLAPC et CLAIFbC au niveau du fond de l’œil. En revanche, le contour de l’implant ressort avec une définition plus élevée sur le B-scan CLAIFbC.

Remarque Notons qu’il existe une marge d’amélioration importante de la dynamique des B-scans obtenus, étant donné que l’intensité du pulse émis était particulièrement en deçà des limites qu’autorise la FDA dans l’exploration US du milieu oculaire. En effet,

6.3. PERSPECTIVES CLINIQUES ET CONCLUSION

l'intégrale d'intensité d'impulsion de crête spatiale (I_{sppa} pour spatial-peak-pulse-average) atteint avec la sonde LA20, pour une ouverture de 24 éléments, 9.34 W/cm^2 pour 28 W/cm^2 autorisés. De même, l'index mécanique du pulse est égal à 0.038 pour 0.23 autorisé.

6.3 Perspectives cliniques et conclusion

Les expérimentations *ex vivo* ont montré que le cristallin provoque une dégradation significative des B-scans axiaux issus de l'imagerie conventionnelle lors de l'emploi d'une sonde multi-élément HF causant perte de résolution et distorsions spatiales prononcées. En conséquence, les différentes tuniques du fond de l'œil ne sont pas discernables, bien que la fréquence de la sonde (20 MHz) soit théoriquement suffisante pour assurer leur visualisation [Coleman *et al.*, 2004b]. Les techniques adaptées rétablissent quant à elle une résolution qui permet de distinguer ces structures essentielles ainsi qu'une fidélité spatiale importante aussi bien au niveau du fond de l'œil que du contour postérieur du cristallin. Ces bénéfices s'accompagnent d'une plus grande sensibilité aux échos provenant de l'axe visuel et ouvrent de nouvelles perspectives tant d'un point de vue diagnostique que biométrique.

6.3.1 Intérêt diagnostique

Les techniques adaptées apportent un gain en contraste qui favorise la différenciation tissulaire et qui associé à l'amélioration de la résolution et de la fidélité spatiale serait bénéfique à la détection, l'évaluation et le suivi de tumeurs ou de pathologies vitréo-rétiniennes au voisinage de l'axe visuel *e.g.* trou maculaire, œdème maculaire, drusen papillaire, rétinopathie diabétique proliférante... *etc* De plus, les techniques adaptées promettent une augmentation de la profondeur de pénétration pouvant servir à l'évaluation du nerf optique.

Évoquons enfin, un cas pour lequel l'échographie oculaire est utilisée en routine : l'hémorragie spontanée du vitré (HSV), cause d'opacification du fond de l'œil [Green, 1987]. Quatre études [Lean et Gregor, 1980], [Butner et McPherson, 1982], [Lincoff *et al.*, 1976], [Morse *et al.*, 1974] ont montré qu'un déchirement rétinien était la cause de HSV dans 35 % des cas. Étant donné que le déchirement rétinien peut entraîner un détachement de rétine rhégmatoïde, il est important de le déceler le plus rapidement possible. Les techniques adaptées pourraient permettre un dépistage plus précoce des déchirements rétiniens et ainsi fournir des informations précieuses pour l'évaluation du risque de détachement rétinien et sa prise en charge.

6.3.2 Intérêt pour la biométrie oculaire

L'importante réduction des distorsions spatiales apportée par les techniques adaptées est prometteuse pour la biométrie oculaire et pourrait profiter à diverses mesures pratiquées ou praticables sur les B-scans transcornéens, comme celle de la longueur axiale, de l'épaisseur maculaire, ou encore du diamètre de la gaine du nerf optique.

La mesure de la longueur axiale est déterminante dans le calcul du pouvoir dioptrique des implants intraoculaires. En effet, une erreur de $100 \mu\text{m}$ dans sa mesure cause un défaut de correction d'environ 0.27δ au niveau de la rétine [Olsen, 2007]. Malgré l'emploi de plus en plus fréquent de l'imagerie à cohérence partielle (PCI) dans cette tâche, les ultrasons sont toujours utilisés, notamment en cas de cataracte avancée ou de toute autre opacification

6.3. PERSPECTIVES CLINIQUES ET CONCLUSION

du milieu oculaire. Elle est alors mesurée sur un A-scan, issu de plus en plus souvent d'une image en mode-B. Bien que l'abandon du mode-A améliore la précision de la mesure (meilleure positionnement dans l'axe visuel), elle est toujours reconnue pour être - parmi les 6 paramètres utilisés dans le calcul du pouvoir dioptrique de l'IOL - la cause principale d'une mauvaise calibration de l'implant [Olsen, 2007]. La meilleure définition de la jonction vitréo-rétinienne associée à la fidélité spatiale qu'apportent les techniques adaptées pourrait alors contribuer à améliorer la mesure de la longueur axiale.

De plus, nous avons pu constater au cours des expérimentations *ex vivo* que les techniques adaptées apportent une meilleure visualisation de l'ensemble du contour du cristallin, y compris au niveau de l'équateur - par ailleurs peu visible avec un transducteur mono-élément - et surtout une correction des distorsions dont souffre sa partie postérieure. Ces attributs représentent un intérêt certain pour la phakométrie, domaine où les techniques optiques sont privilégiées malgré des limites connues. En effet, l'imagerie de Purkinje (cf. chapitre 1) tend à surestimer le rayon de courbure du segment postérieur, et l'ouverture de la pupille limite l'observation du segment postérieur avec une caméra Scheimpflug [Rosales *et al.*, 2006].

Par ailleurs, les techniques adaptées pourraient également être utiles dans la pratique vétérinaire, discipline où les mesures biométriques sont fréquentes et exclusivement réalisées par modalité ultrasonore [Williams, 2004].

Finalement, l'implémentation en temps réel des techniques adaptées pourrait améliorer l'observation du cristallin au cours du processus d'accommodation, domaine où les techniques optiques utilisées nécessitent l'emploi d'un mydriatique, produit dont l'action est connue pour perturber le processus [Beers et Van Der Heijde, 1996].

6.3.3 Conclusion

Ces premiers résultats *ex vivo* ont été l'occasion de montrer, d'une part, comment l'imagerie transcornéenne conventionnelle par barrette US HF était affectée par les aberrations cristalliniennes à haute fréquence, et d'autre part, l'apport de l'imagerie adaptée. Ainsi, en l'absence de correction, des distorsions conséquentes et une baisse importante de la résolution se manifestent. Les expérimentations sur le cristallin d'un porcelet ont en effet montré que par rapport à un milieu homogène l'erreur spatiale atteignait $714\ \mu\text{m}$ en moyenne, la résolution spatiale se dégradait d'un facteur 5 et les échos postérieurs au cristallin étaient diminués d'environ 11.4 dB. Les techniques adaptées ont quant à elle montrées qu'elles étaient capables de réduire à environ $183\ \mu\text{m}$ l'erreur spatiale, amélioraient d'un facteur 2 la résolution spatiale et rehaussaient les échos d'environ 4 dB. Ces tendances se sont confirmées dans les expériences sur l'œil humain, attestant ainsi de l'intérêt que représentent les techniques adaptées tant au niveau de l'amélioration de la qualité des B-scans que de la restitution de la fidélité spatiale.

Il est également apparu que contrairement aux expérimentations *in vitro*, il n'existait plus de différence notable entre les images issues de CLAPC et celles issues de CLAIFbC. Nous l'avons expliqué par le phénomène de compensation des temps de vol qui s'opère entre chemins réfractés et rectilignes, sous l'effet du gradient de célérité au sein du cristallin. Ainsi, l'expérimentation *ex vivo* révèle que le facteur essentiel dans la qualité des B-scans adaptés n'est pas la prise en compte de la réfraction, mais la bonne estimation du gradient de célérité au sein du cristallin.

Conclusion et perspectives

Dans ce travail de thèse, nous avons proposé une méthode de correction des aberrations de phase induites par le cristallin, destinée à l'imagerie transcornéenne haute fréquence, à l'aide d'une sonde US multi-éléments. Cette méthode (CLAIFbC) repose sur une technique de lancer de rayon de type bending et l'application du principe de Fermat qui lui permet d'intégrer les effets réfractifs à l'interface cristallin/humeurs. Elle a été expérimentée, en émission/réception, au moyen de l'échographe expérimental ECODERM et d'une sonde linéaire 20MHz de 128 éléments.

Dans un premier temps, nous avons procédé à la validation de cette technique, au travers d'une étude comparative *in vitro* sur un fantôme bi-phasique du milieu oculaire émulant les aberrations de phase cristalliniennes. Pour juger de la pertinence de la prise en compte des effets réfractifs que permet CLAIFbC, il a été introduit une technique de reconstruction adaptée simplifiée qui les néglige : CLAPC. La confrontation des B-scans conventionnels, CLAPC et CLAIFbC au travers des cristallins synthétiques de forme accommodée et désaccommodée a démontré qu'il était effectivement nécessaire de considérer les effets réfractifs pour retrouver une qualité d'image proche de la référence en milieu homogène. Il ressort également de ces expériences, que la technique CLAPC, bien que moins performante que CLAIFbC, est tout de même d'un apport substantiel par rapport à l'imagerie conventionnelle, notamment en terme de fidélité spatiale.

Les expérimentations *ex vivo* sont venues confirmer l'intérêt que représentent les techniques adaptées dans l'imagerie au travers du cristallin, améliorant la résolution spatiale d'un facteur 2 environ et réduisant de près de 74% les distorsions par rapport à la reconstruction conventionnelle. Sous l'effet du gradient de célérité, il n'existe plus, cette fois-ci, de différence notable entre les performances de CLAPC et de CLAIFbC. Cette observation tend donc à réduire l'intérêt de CLAIFbC au profit de CLAPC qui bénéficie d'une moindre complexité. Nuançons toutefois cette remarque qui s'applique pour des cristallins sains mais peut ne plus être valable en cas de cataractes avancées. Les expérimentations *ex vivo* ont également permis d'observer l'impact du cristallin sur l'imagerie transcornéenne conventionnelle par barrette linéaire à haute fréquence. Les mêmes distorsions que celles décrites par Sokollu en 1968 ont été observées sur les B-scans conventionnels, à savoir l'avancement de la rétine dans l'axe visuel et la compression de sa partie périphérique. Nous avons pu constater également que la résolution spatiale des B-scans conventionnels ne permettait pas

CONCLUSION

de distinguer les interfaces différentes tuniques du fond de l'œil, bien que la fréquence de la sonde soit théoriquement amplement suffisante. De même, les fortes distorsions empêchent une vision correcte de la jonction vitréo-rétinienne. De tels résultats rendent rédhibitoire l'utilisation de barrettes HF en imagerie conventionnelle, mais la légitiment si une compensation adéquate comme celle offerte par CLAPC ou CLAIFbC est réalisée. Les techniques adaptées ont en effet permis de restituer la vision des interfaces essentielles du fond de l'œil - mais également du cristallin postérieur -, apportant en outre une fidélité spatiale qu'il ne sera jamais possible d'atteindre sans la correction des aberrations de phase permise par ce type de sonde. Elles ouvrent à ce titre de nouvelles potentialités en termes de diagnostic et de mesure biométrique comme il a été évoqué dans la section 6.3 du dernier chapitre.

L'expérimentation sur l'œil humain doté d'un implant a également été l'occasion de montrer que les IOLs pouvaient aussi être cause de distorsions, en plus des artéfacts de reduplication. Il est également apparu que les techniques adaptées pouvaient également fonctionner pour corriger les aberrations de phase induites par les IOLs. Contrairement à ce que l'on pouvait espérer, du fait de l'homogénéité de l'IOL en acrylique, il n'a cependant pas été remarqué de différence notable entre les techniques CLAPC et CLAIFbC, hormis au niveau du contour de celui-ci mieux résolu avec CLAIFbC. Ne négligeons pas cependant le potentiel de la technique CLAIFbC, dont la capacité à corriger les aberrations de nature réfractive peut être utile à terme dans d'autres situations (e.g. réemplissage du cristallin par un polymère en silicone, IOL dans un matériau plus réfractif comme le verre ou le PMMA). Rappelons en effet, que l'opération de la cataracte constitue l'acte chirurgical le plus réalisé en France (600,000 par an) et que par conséquent, une proportion importante et grandissante de la population est dotée d'implant. Le développement de nouveaux implants est un sujet de recherche et de développement qui suscite actuellement un intérêt très fort dans l'industrie. Aussi, voit-on apparaître de nouveaux matériaux et de nouvelles techniques chirurgicales parmi lesquelles figure la technique de réemplissage du cristallin à l'aide d'un gel de silicone. Comme évoqué dans le chapitre 2, cette technique n'est pas encore appliquée en routine clinique mais pourrait bien s'imposer à l'avenir car elle permet de restaurer l'accommodation. L'intérêt de la technique CLAIFbC pour explorer le fond de l'œil serait alors manifeste puisque le cristallin ainsi réempli serait cause de réfraction et d'aberrations de phase de fortes amplitudes ($\mu_{L/H}=0.71$), pour une atténuation réduite.

Voies d'améliorations futures

En dépit des performances des techniques de reconstruction adaptées, plusieurs voies d'améliorations sont envisageables.

Dans la détection du contour du cristallin Il est possible d'une part d'améliorer le B-scan conventionnel pour faire ressortir le contour. Cela peut s'effectuer en réduisant la taille de l'ouverture utilisée en réception (F-number de 3 à 4) et en lui appliquant une apodisation.

D'autre part, la méthode de détection du contour des techniques adaptées est actuellement basée sur 4 points définis manuellement. À défaut d'une méthode entièrement automatisée, il serait possible d'envisager une détection semi-automatique en s'appuyant par exemple sur la méthode utilisant segmentation et fonctions morphologiques qu'à développée Raksha Urs pour la détection du contour cristallin à partir de B-scans UBM [Urs *et al.*, 2009].

CONCLUSION

Dans l'estimation de la célérité US au sein du cristallin Au travers des expérimentations *ex vivo*, il est apparu que la connaissance précise de l'hétérogénéité de la célérité au sein du cristallin était nécessaire pour, d'une part, obtenir des B-scans de qualité plus élevée, mais surtout d'une plus grande fidélité. Face à la variabilité inter-individuelle de celle-ci (± 50 m/s en moyenne chez l'homme [?]), il pourrait donc être intéressant de mesurer au préalable la célérité dans le cristallin de l'œil imagé plutôt que d'employer une valeur standard, surtout si l'on envisage des mesures biométriques. Cette remarque est d'ailleurs valable pour la biométrie de la longueur axiale en mode-A dans la pratique clinique. À cette fin, Van Der Heijde et Weber ont montré au milieu des années 80 qu'il était possible de mesurer *in vivo* la célérité dans l'axe du cristallin, avec une précision de ± 3 m/s, à partir d'une biométrie US continue au cours de l'accommodation (acquisition des échos des pôles du cristallin et du fond de l'œil).

De la technique CLAIFbC Les reconstructions CLAIFbC présentées dans ce manuscrit ont nécessité un temps de calcul important - de l'ordre d'une heure environ - a priori incompatible avec l'imagerie temps réel. Ce temps de calcul est cependant à relativiser puisque nous avons appliqué une focalisation continue en réception, naturellement chronophage quelque soit la méthode employée. Réduire le nombre de focalisations en réception et éventuellement se restreindre à une zone d'intérêt diminuerait significativement le temps de reconstruction. Il est même envisageable de n'utiliser CLAIFbC que dans la détermination des retards de focalisation de certaines profondeurs clés, et de s'en servir ensuite pour obtenir, par interpolation, les délais des autres profondeurs.

De la stratégie de formation de faisceau et de voies Les techniques adaptées CLAPC et CLAIFbC ont été implémentées ici selon le schéma classique du balayage linéaire pour lequel chaque tir appelle à la reconstruction d'une ligne échographique. À moins d'employer une barrette concave - ce que n'excluent pas les techniques CLAPC et CLAIFbC - cette stratégie de formation de faisceau n'est pas optimale pour l'observation des interfaces périphériques du fond de l'œil du fait de l'angulation du faisceau émis dans cette zone. L'emploi de techniques de reconstructions dites synthétiques pourrait palier à ce défaut (*e.g.* Synthetic Transmit Aperture - STA), car les signaux reconstruits au moyen de ces techniques résultent de l'émission de plusieurs faisceaux d'incidences différentes [Hansen et Jensen, 2012]. En outre la focalisation synthétique s'effectuant "hors ligne", elle ne nécessite pas de focalisation physique en émission, ce qui éviterait ainsi le recours à une émission adaptée.

Annexes

Communication scientifique**Articles publiés dans des revues à comité de lecture**

Matéo T., Chang, A., Mofid Y., Pissella P.-J. et Ossant F., "Axial ultrasound B-scans of the entire eye with a 20 MHz linear array : Correction of crystalline lens phase aberration by applying Fermat's principle." *IEEE Transactions on Medical Imaging*, 2014

Plag C., Mofid Y., **Matéo T.**, Callé R. et Ossant F., "High frequency ultrasound imaging of whole blood gelation and retraction during in vitro coagulation." *The Journal of the Acoustical Society of America*, 2012

Conférences avec acte de congrès**2014**

Matéo T., Mofid Y., Grégoire J.-M. et Ossant F., "An adapted beamforming free from crystalline lens phase aberration for ocular ultrasonography - *In vitro* and *Ex vivo* results with a 20 MHz linear array." *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Chicago, USA.

2012

Matéo T., Mofid Y., Grégoire J.-M. et Ossant F., "A beamforming strategy dedicated to post lens ultrasound imaging and ocular biometry using a 20 MHz multi-element probe." *Acoustics*, Nantes, France.

2011

Matéo T., Mofid Y., Grégoire J.-M. et Ossant F., "A beamforming strategy dedicated to post lens ultrasound imaging and ocular biometry at 20 MHz." *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Orlando, USA.

Bibliographie

- [Arditi *et al.*, 1991] ARDITI, M., EDMONDS, P. D., JENSEN, J. F., MORTENSEN, C. L., ROSS, W. C., SCHATNER, P., STEPHENS, D. N. et VINZANT, W. (1991). Apparatus for ultrasound tissue characterization of excised specimens. *Ultrasonic imaging*, 13(3):280–97.
- [Bantignies *et al.*, 2011] BANTIGNIES, C., MAUCHAMP, P., DUFAIT, R., LEVASSORT, F., MATEO, T., GREGOIRE, J.-M. et OSSANT, F. (2011). 40 MHz piezo-composite linear array and integration in a high resolution system. In *2011 IEEE International Ultrasonics Symposium*, pages 226–229. IEEE.
- [Barraquer *et al.*, 2006] BARRAQUER, R. I., MICHAEL, R., ABREU, R., LAMARCA, J. et TRESSERRA, F. (2006). Human lens capsule thickness as a function of age and location along the sagittal lens perimeter. *Investigative ophthalmology & visual science*, 47(5):2053–2060.
- [Baum et Greenwood, 1958a] BAUM, G. et GREENWOOD, I. (1958a). The application of ultrasonic locating techniques to ophthalmology. II. Ultrasonic slit lamp in the ultrasonic visualization of soft tissues. *A.M.A. archives of ophthalmology*, 60(2):263–279.
- [Baum et Greenwood, 1958b] BAUM, G. et GREENWOOD, I. (1958b). The application of ultrasonics locating techniques to ophthalmology ; theoretic considerations and acoustic properties of ocular media. I. Reflective properties. *American journal of ophthalmology*, 46(5 Part 2):319–329.
- [Beers et Van Der Heijde, 1996] BEERS, A. et VAN DER HEIJDE, G. (1996). Analysis of accommodation function with ultrasonography. *Documenta Ophthalmologica*, 92(1):1–10.
- [Bergès *et al.*, 2006] BERGÈS, O., KOSKAS, P., LAFITTE, F. et PIEKARSKI, J.-D. (2006). [Sonography of the eye and orbit with a multipurpose ultrasound unit]. *Journal de radiologie*, 87(4 Pt 1):345–53.
- [Bilaniuk, 1993] BILANIUK, N. (1993). Speed of sound in pure water as a function of temperature. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 93(3):1609.
- [Bloome et Ruiz, 1978] BLOOME, M. A. et RUIZ, R. S. (1978). Massive spontaneous subretinal hemorrhage. *American journal of ophthalmology*, 86(5):630–637.

BIBLIOGRAPHIE

- [Blumenkranz et Byrne, 1982] BLUMENKRANZ, M. S. et BYRNE, S. F. (1982). Standardized echography (ultrasonography) for the detection and characterization of retinal detachment. *Ophthalmology*, 89(7):821–831.
- [Boldt *et al.*, 2008] BOLDT, H. C., BYRNE, S. F., GILSON, M. M., FINGER, P. T., GREEN, R. L., STRAATSMAN, B. R., SIMPSON, E. R. et HAWKINS, B. S. (2008). Baseline echographic characteristics of tumors in eyes of patients enrolled in the Collaborative Ocular Melanoma Study : COMS report no. 29. *Ophthalmology*, 115(8):1390–7, 1397.e1–2.
- [Buschmann *et al.*, 1971] BUSCHMANN, W., KLOPP, R. et SEEFELD, B. (1971). Selection of Superior Scanning Methods for A- and B-Scan Ultrasonography of the Eye and Orbit. *Ophthalmic Research*, 2(3-4):149–164.
- [Butner et McPherson, 1982] BUTNER, R. W. et MCPHERSON, A. R. (1982). Spontaneous vitreous hemorrhage. *Annals of ophthalmology*, 14(3):268–70.
- [Byrne, 1979] BYRNE, S. F. (1979). Standardized echography. Part I : A-Scan examination procedures. *International ophthalmology clinics*, 19(4):267–81.
- [Byrne, 1984] BYRNE, S. F. (1984). Standardized echography in the differentiation of orbital lesions. *Survey of ophthalmology*, 29(3):226–8.
- [Byrne, 1986] BYRNE, S. F. (1986). Standardized echography of the eye and orbit. *Neuroradiology*, 28(5-6):618–40.
- [Byrne, 1995] BYRNE, S. F. (1995). *A-scan axial eye length measurements : a handbook for IOL calculations*. GROVE PARK PUBLISHERS; 1 edition (October 1, 1995).
- [Byrne et Green, 2002] BYRNE, S. F. et GREEN, R. L. (2002). *Ultrasound of the eye and orbit*. 2nd édition.
- [Byrne *et al.*, 2002] BYRNE, S. F., MARSH, M. J., BOLDT, H. C., GREEN, R. L., JOHNSON, R. N. et WILSON, D. J. (2002). Consistency of observations from echograms made centrally in the Collaborative Ocular Melanoma Study COMS Report No. 13. *Ophthalmic epidemiology*, 9(1):11–27.
- [Caixinha *et al.*, 2014] CAIXINHA, M., JESUS, D., VELTE, E., SANTOS, M. et SANTOS, J. (2014). Using ultrasound backscattering signals and Nakagami statistical distribution to assess regional cataract hardness. *IEEE transactions on bio-medical engineering*.
- [Cannata *et al.*, 2006] CANNATA, J. M., WILLIAMS, J. A., ZHOU, Q., RITTER, T. A. et SHUNG, K. K. (2006). Development of a 35-MHz piezo-composite ultrasound array for medical imaging. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 53(1):224–236.
- [Chivers *et al.*, 1984] CHIVERS, R. C., ROUND, W. H. et ZIENIUK, J. K. (1984). Investigation of ultrasound axially traversing the human eye. *Ultrasound in medicine & biology*, 10(2):173–88.
- [Coleman *et al.*, 1975a] COLEMAN, D. J., LIZZI, F. L., FRANZEN, L. A. et ABRAMSON, D. H. (1975a). A determination of the velocity of ultrasound in cataractous lenses. *Bibliotheca ophthalmologica : supplementa ad ophthalmologica*, (83):246–251.
- [Coleman *et al.*, 1975b] COLEMAN, D. J., LIZZI, F. L., FRANZEN, L. A. et ABRAMSON, D. H. (1975b). A determination of the velocity of ultrasound in cataractous lenses. *Bibliotheca ophthalmologica : supplementa ad ophthalmologica*, (83):246–251.
- [Coleman *et al.*, 2004a] COLEMAN, D. J., SILVERMAN, R. H., CHABI, A., RONDEAU, M. J., SHUNG, K. K., CANNATA, J. et LINCOFF, H. (2004a). High-resolution ultrasonic imaging of the posterior segment. *Ophthalmology*, 111(7):1344–51.

BIBLIOGRAPHIE

- [Coleman *et al.*, 2004b] COLEMAN, D. J., SILVERMAN, R. H., CHABI, A., RONDEAU, M. J., SHUNG, K. K., CANNATA, J. et LINCOFF, H. (2004b). High-resolution ultrasonic imaging of the posterior segment. *Ophthalmology*, 111(7):1344–51.
- [De Korte *et al.*, 1994a] DE KORTE, C., van der STEEN, A. et THIJSSSEN, J. (1994a). Acoustic velocity and attenuation of eye tissues at 20 MHz. *Ultrasound in Medicine & Biology*, 20(5):471–480.
- [De Korte *et al.*, 1994b] DE KORTE, C. L., VAN DER STEEN, A. F., THIJSSSEN, J. M., DUINDAM, J. J., OTTO, C. et PUPPELS, G. J. (1994b). Relation between local acoustic parameters and protein distribution in human and porcine eye lenses. *Experimental eye research*, 59(5):617–27.
- [DiBernardo *et al.*, 1992] DiBERNARDO, C., BLODI, B. et BYRNE, S. F. (1992). Echographic evaluation of retinal tears in patients with spontaneous vitreous hemorrhage. *Archives of ophthalmology*, 110(4):511–4.
- [Dmitriev *et al.*, 1987] DMITRIEV, V. N., SOLONTSOVA, L. V. et GERCHIKOV, A. N. (1987). Characteristics of propagation of focused ultrasound through the eye structures. *Biofizika*, 32(3):500–6.
- [Dubbelman *et al.*, 2001] DUBBELMAN, M., van der HEIJDE, G. L. et WEEBER, H. A. (2001). The thickness of the aging human lens obtained from corrected Scheimpflug images. *Optometry and vision science : official publication of the American Academy of Optometry*, 78(6):411–6.
- [Engdahl, 1973] ENGDahl, E. R. (1973). Relocation of Intermediate Depth Earthquakes in the Central Aleutians by Seismic Ray Tracing. *Nature Physical Science*, 245(141):23–25.
- [Falhar et Rehak, 2010] FALHAR, M. et REHAK, J. (2010). The contact and immersion ultrasound methods compared using the ray tracing method. *Optica Applicata*, 100(1):77–92.
- [Farah *et al.*, 1984] FARAH, M. E., BYRNE, S. F. et HUGHES, J. R. (1984). Standardized echography in uveal melanomas with scleral or extraocular extension. *Archives of ophthalmology*, 102(10):1482–5.
- [Fisher *et al.*, 1991] FISHER, Y. L., SLAKTER, J. S., FRIEDMAN, R. A. et YANNUZZI, L. A. (1991). Kinetic ultrasound evaluation of the posterior vitreoretinal interface. *Ophthalmology*, 98(7):1135–8.
- [Flax et O'Donnell, 1988] FLAX, S. W. et O'DONNELL, M. (1988). Phase-aberration correction using signals from point reflectors and diffuse scatterers : basic principles. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 35(6):758–67.
- [Foster et Hunt, 1980] FOSTER, F. S. et HUNT, J. W. (1980). *The focusing of ultrasonic beams through human tissue*, volume 8 de *Acoustical Imaging*. Springer US, Boston, MA.
- [Glasser et Campbell, 1998] GLASSER, A. et CAMPBELL, M. C. (1998). Presbyopia and the optical changes in the human crystalline lens with age. *Vision research*, 38(2):209–29.
- [Glasser, 1989] GLASSER, A. S. (1989). *An Introduction to Ray Tracing*. Illustrated édition.
- [Görig *et al.*, 2006] GÖRIG, C., VARGHESE, T., STILES, T., van den BROEK, J., ZAGZEBSKI, J. A. et MURPHY, C. J. (2006). Evaluation of acoustic wave propagation velocities in the ocular lens and vitreous tissues of pigs, dogs, and rabbits. *American journal of veterinary research*, 67(2):288–95.
- [Green, 1987] GREEN, R. L. (1987). The echographic evaluation of spontaneous vitreous hemorrhage. In *Ophthalmic Echography*, pages 233–238. Springer Netherlands.

BIBLIOGRAPHIE

- [Gritz et Wong, 2004] GRITZ, D. C. et WONG, I. G. (2004). Incidence and prevalence of uveitis in Northern California ; the Northern California Epidemiology of Uveitis Study. *Ophthalmology*, 111(3):491—500 ; discussion 500.
- [Grossniklaus, 2014] GROSSNIKLAUS, H. E. (2014). Retinoblastoma. Fifty Years of Progress. The LXXI Edward Jackson Memorial Lecture. *American journal of ophthalmology*.
- [Haeffliger et Parel, 1994] HAEFLIGER, E. et PAREL, J. M. (1994). Accommodation of an endocapsular silicone lens (Phaco-Ersatz) in the aging rhesus monkey. *Journal of refractive and corneal surgery*, 10(5):550–5.
- [Haimann et al., 1982] HAIMANN, M. H., BURTON, T. C. et BROWN, C. K. (1982). Epidemiology of retinal detachment. *Archives of ophthalmology*, 100(2):289–292.
- [Hansen et Jensen, 2012] HANSEN, J. M. et JENSEN, J. r. A. (2012). Compounding in synthetic aperture imaging. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 59(9):2054–2065.
- [Hermans et al., 2009] HERMANS, E. A., POUWELS, P. J. W., DUBBELMAN, M., KUIJER, J. P. A., van der HEIJDE, R. G. L. et HEETHAAR, R. M. (2009). Constant volume of the human lens and decrease in surface area of the capsular bag during accommodation : an MRI and Scheimpflug study. *Investigative ophthalmology & visual science*, 50(1):281–9.
- [Hillman et Ridgway, 1975] HILLMAN, J. S. et RIDGWAY, A. E. (1975). Retinoschisis and retinal detachment, an ultrasonic comparison. *Bibliotheca ophthalmologica : supplementa ad ophthalmologica*, (83):63–67.
- [Hirama, 1984] HIRAMA, M. (1984). Imaging through an inhomogeneous layer by least-mean-square error fitting. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 75(4):1142.
- [Huang et al., 2007a] HUANG, C.-C., AMERI, H., DEBOER, C., ROWLEY, A. P., XU, X., SUN, L., WANG, S.-H., HUMAYUN, M. S. et SHUNG, K. K. (2007a). Evaluation of lens hardness in cataract surgery using high-frequency ultrasonic parameters in vitro. *Ultrasound in medicine & biology*, 33(10):1609–16.
- [Huang et al., 2007b] HUANG, C.-C., ZHOU, Q., AMERI, H., WU, D. W., SUN, L., WANG, S.-H., HUMAYUN, M. S. et SHUNG, K. K. (2007b). Determining the acoustic properties of the lens using a high-frequency ultrasonic needle transducer. *Ultrasound Med Biol*, 33(12):1971–1977.
- [Jalkh et al., 1983] JALKH, A. E., JABBOUR, N., AVILA, M. P., TREMPPE, C. L. et SCHEPPENS, C. L. (1983). Ultrasonographic findings in eyes with giant retinal tears and opaque media. *Retina (Philadelphia, Pa.)*, 3(3):154–8.
- [Jansson et Kock, 1962] JANSSON, F. et KOCK, E. (1962). Determination of the velocity of ultrasound in the human lens and vitreous. *Acta ophthalmologica*, 40:420–33.
- [Jansson et Sundmark, 1961] JANSSON, F. et SUNDMARK, E. (1961). Determination of the velocity of ultrasound in ocular tissues at different temperatures. *Acta ophthalmologica*, 39:899–910.
- [Joel K. Shugar, Eugene de Juan Jr., Brooks W. McCuen II, James Tiedeman, Maurice R. Landers III, 1986] JOEL K. SHUGAR, EUGENE DE JUAN JR., BROOKS W. MCCUEN II, JAMES TIEDEMAN, MAURICE R. LANDERS III, R. M. (1986). Ultrasonic examination of the silicone-filled eye : Theoretical and practical considerations. *Graefe's Archive for Clinical and Experimental Ophthalmology*, 224(4):361–367.
- [Julian et Gubbins, 1977] JULIAN, B. et GUBBINS, D. (1977). Three-Dimensional seismic ray tracing. *Journal of Geophysics*, 43:95–113.

BIBLIOGRAPHIE

- [Karaman *et al.*, 1993] KARAMAN, M., ATALAR, A., KOYMEN, H. et O'DONNELL, M. (1993). A phase aberration correction method for ultrasound imaging. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 40(4):275–82.
- [Kasprzak, 2000] KASPRZAK, H. T. (2000). New approximation for the whole profile of the human crystalline lens. *Ophthalmic & physiological optics : the journal of the British College of Ophthalmic Opticians (Optometrists)*, 20(1):31–43.
- [Kelley, 2003] KELLEY, C. T. (2003). *Solving Nonlinear Equations with Newton's Method*. Society for Industrial and Applied Mathematics.
- [Kempen *et al.*, 2004] KEMPEN, J. H., O'COLMAIN, B. J., LESKE, M. C., HAFFNER, S. M., KLEIN, R., MOSS, S. E., TAYLOR, H. R. et HAMMAN, R. F. (2004). The prevalence of diabetic retinopathy among adults in the United States. *Archives of ophthalmology*, 122(4):552–63.
- [Kerman et Coleman, 1978] KERMAN, B. M. et COLEMAN, D. J. (1978). B-scan ultrasonography of retinal detachments. *Annals of ophthalmology*, 10(7):903–911.
- [Ketterling et Silverman, 2006] KETTERLING, J. A. et SILVERMAN, R. H. (2006). 5C-2 20-MHz Annular Arrays for Ophthalmic Imaging. In *2006 IEEE Ultrasonics Symposium*, volume 34, pages 252–255. IEEE.
- [Khonsari *et al.*, 2010] KHONSARI, R. H., WEGENER, M., LERUEZ, S., COCHEREAU, I. et MILEA, D. (2010). [Optic disc drusen or true papilledema?]. *Revue neurologique*, 166(1):32–8.
- [Kishi *et al.*, 1986] KISHI, S., DEMARIA, C. et SHIMIZU, K. (1986). Vitreous cortex remnants at the fovea after spontaneous vitreous detachment. *International ophthalmology*, 9(4):253–260.
- [Koopmans *et al.*, 2003] KOOPMANS, S. A., TERWEE, T., BARKHOF, J., HAITJEMA, H. J. et KOOIJMAN, A. C. (2003). Polymer refilling of presbyopic human lenses in vitro restores the ability to undergo accommodative changes. *Investigative ophthalmology & visual science*, 44(1):250–7.
- [Lagarias *et al.*, 1998] LAGARIAS, J. C., REEDS, J. A., WRIGHT, M. H. et WRIGHT, P. E. (1998). Convergence Properties of the Nelder–Mead Simplex Method in Low Dimensions. *SIAM Journal on Optimization*, 9(1):112–147.
- [Lean et Gregor, 1980] LEAN, J. S. et GREGOR, Z. (1980). The acute vitreous haemorrhage. *British Journal of Ophthalmology*, 64(7):469–471.
- [Lewis, 2003] LEWIS, H. (2003). Peripheral retinal degenerations and the risk of retinal detachment. *American journal of ophthalmology*, 136(1):155–160.
- [Li *et al.*, 2009] LI, C., DURIC, N., LITTRUP, P. et HUANG, L. (2009). In vivo breast sound-speed imaging with ultrasound tomography. *Ultrasound in medicine & biology*, 35(10):1615–28.
- [Lieb, 1993] LIEB, W. E. (1993). Color Doppler ultrasonography of the eye and orbit. *Current opinion in ophthalmology*, 4(3):68–75.
- [Lincoff *et al.*, 1976] LINCOFF, H., KREISSIG, I. et WOLKSTEIN, M. (1976). Acute vitreous haemorrhage : a clinical report. *British Journal of Ophthalmology*, 60(6):454–458.
- [Liu, 1994] LIU, D.-L. (1994). Correction of ultrasonic wavefront distortion using backpropagation and a reference waveform method for time-shift compensation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 96(2):649.

BIBLIOGRAPHIE

- [Lizzi *et al.*, 1970] LIZZI, F. L., BURT, W. J. et COLEMAN, D. J. (1970). Effects of ocular structures on propagation of ultrasound in the eye. *Archives of ophthalmology*, 84(5):635–40.
- [Lizzi et Coleman, 2004] LIZZI, F. L. et COLEMAN, D. J. (2004). History of ophthalmic ultrasound. *Journal of ultrasound in medicine : official journal of the American Institute of Ultrasound in Medicine*, 23(10):1255–1266.
- [Lockwood, 2008] LOCKWOOD, C. B. (2008). C.B. Lockwood. The anatomy of the muscles, ligaments, and fasciae of the orbit, including an account of the capsule of Tenon, the check ligaments of the recti, and of the suspensory ligament of the eye. *Journal of Anatomy and Physiology* 1885 ;20 :1-25. *Strabismus*, 16(4):176–188.
- [Mamou *et al.*, 2008] MAMOU, J., ARISTIZÁBAL, O., SILVERMAN, R. H. et KETTERLING, J. A. (2008). 40-MHz ultrasound imaging with chirps and annular arrays. *Conference proceedings : ... Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society. IEEE Engineering in Medicine and Biology Society. Conference*, 2008:2518–2521.
- [Mateo *et al.*, 2014] MATEO, T., CHANG, A., MOFID, Y., PISELLA, P. et OSSANT, F. (2014). Axial ultrasound B-scans of the entire eye with a 20 MHz linear array : Correction of crystalline lens phase aberration by applying Fermat’s principle. *IEEE transactions on medical imaging*.
- [Mateo *et al.*, 2011] MATEO, T., MOFID, Y., GREGOIRE, J.-M. et OSSANT, F. (2011). A beamforming strategy dedicated to post lens ultrasound imaging and ocular biometry at 20 MHz. In *2011 IEEE International Ultrasonics Symposium*, pages 2197–2200. IEEE.
- [McNicholas *et al.*, 1994] MCNICHOLAS, M. M., BROPHY, D. P., POWER, W. J. et GRIFFIN, J. F. (1994). Ocular sonography. *AJR. American journal of roentgenology*, 163(4):921–926.
- [Meyer, 1982] MEYER, C. R. (1982). A method for reducing multipath artifacts in ultrasonic computed tomography. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 72(3):820.
- [Michael *et al.*, 2012] MICHAEL, R., MIKIELEWICZ, M., GORDILLO, C., MONTENEGRO, G. A., PINILLA CORTÉS, L. et BARRAQUER, R. I. (2012). Elastic properties of human lens zonules as a function of age in presbyopes. *Investigative ophthalmology & visual science*, 53(10):6109–6114.
- [Mitchell *et al.*, 2003] MITCHELL, P., WANG, M. Y. et WANG, J. J. (2003). Asteroid hyalosis in an older population : the Blue Mountains Eye Study. *Ophthalmic epidemiology*, 10(5):331–335.
- [Morse *et al.*, 1974] MORSE, P. H., AMINLARI, A. et SCHEIE, H. G. (1974). Spontaneous vitreous hemorrhage. *Archives of ophthalmology*, 92(4):297–8.
- [Moss *et al.*, 2001] MOSS, S. E., KLEIN, R. et KLEIN, B. E. (2001). Asteroid hyalosis in a population : the Beaver Dam eye study. *American journal of ophthalmology*, 132(1):70–75.
- [Müller *et al.*, 1984] MÜLLER, N., COOPERBERG, P. L., ROWLEY, V. A., MAYO, J., HO, B. et LI, D. K. (1984). Ultrasonic refraction by the rectus abdominis muscles : the double image artifact. *Journal of ultrasound in medicine : official journal of the American Institute of Ultrasound in Medicine*, 3(11):515–9.
- [Mundt et Hughes, 1956] MUNDT, G. H. et HUGHES, W. F. (1956). Ultrasonics in ocular diagnosis. *American journal of ophthalmology*, 41(3):488–98.

BIBLIOGRAPHIE

- [Ng *et al.*, 1994] NG, G. C., WORRELL, S. S., FREIBURGER, P. D. et TRAHEY, G. E. (1994). A comparative evaluation of several algorithms for phase aberration correction. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 41(5):631–643.
- [Nischal *et al.*, 1995a] NISCHAL, K. K., JAMES, J. N. et MCALLISTER, J. (1995a). The use of dynamic ultrasound B-scan to detect retinal tears in spontaneous vitreous haemorrhage. *Eye (London, England)*, 9 (Pt 4):502–6.
- [Nischal *et al.*, 1995b] NISCHAL, K. K., JAMES, J. N. et MCALLISTER, J. (1995b). The use of dynamic ultrasound B-scan to detect retinal tears in spontaneous vitreous haemorrhage. *Eye (London, England)*, 9 (Pt 4):502–506.
- [Nishi *et al.*, 2009] NISHI, Y., MIRESKANDARI, K., KHAW, P. et FINDL, O. (2009). Lens refilling to restore accommodation. *Journal of cataract and refractive surgery*, 35(2):374–82.
- [Nock *et al.*, 1989] NOCK, L., TRAHEY, G. E. et SMITH, S. W. (1989). Phase aberration correction in medical ultrasound using speckle brightness as a quality factor. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 85(5):1819–33.
- [O'Donnell et Flax, 1988] O'DONNELL, M. et FLAX, S. W. (1988). Phase-aberration correction using signals from point reflectors and diffuse scatterers : measurements. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 35(6):768–74.
- [Oksala et Lehtinen, 1957] OKSALA, A. et LEHTINEN, A. (1957). Diagnostic value of ultrasonics in ophthalmology. *Ophthalmologica. Journal internationale d'ophtalmologie. International journal of ophthalmology. Zeitschrift für Augenheilkunde*, 134(6):387–395.
- [Oksala et Lehtinen, 1958] OKSALA, A. et LEHTINEN, A. (1958). Measurement of the velocity of sound in some parts of the eye. *Acta ophthalmologica*, 36(4):633–9.
- [Oksala et Varonen, 1965] OKSALA, A. et VARONEN, E. R. (1965). The effect of the lens on the ultrasonic field in diagnosis of the eye by ultrasound. *Acta ophthalmologica*, 43:260–267.
- [Olsen, 2007] OLSEN, T. (2007). Calculation of intraocular lens power : a review. *Acta ophthalmologica Scandinavica*, 85(5):472–85.
- [Ossoinig, 1974] OSSOINIG, K. C. (1974). Quantitative echography—the basis of tissue differentiation. *Journal of clinical ultrasound : JCU*, 2(1):33–46.
- [Ossoinig, 1979] OSSOINIG, K. C. (1979). Standardized echography : basic principles, clinical applications, and results. *International ophthalmology clinics*, 19(4):127–210.
- [Ossoinig *et al.*, 1979] OSSOINIG, K. C., BYRNE, S. F. et WEYER, N. J. (1979). Standardized echography. Part II : Performance of standardized echography by the technician. *International ophthalmology clinics*, 19(4):283–5.
- [Ossoinig et Till, 1975] OSSOINIG, K. C. et TILL, P. (1975). Ten-year study on clinical echography in orbital disease. *Bibliotheca ophthalmologica : supplementa ad ophthalmologica*, (83):200–13.
- [Oyster, 1999] OYSTER, C. W. (1999). *Human eye*. Sinauer Associates, Inc.
- [Parker et Povey, 2012] PARKER, N. G. et POVEY, M. J. W. (2012). Ultrasonic study of the gelation of gelatin : Phase diagram, hysteresis and kinetics. *Food Hydrocolloids*, 26(1):99–107.
- [Pascolini *et al.*, 2004] PASCOLINI, D., MARIOTTI, S. P., POKHAREL, G. P., PARARAJASEGARAM, R., ETYA'ALE, D., NÉGREL, A. D. et RESNIKOFF, S. (2004). 2002 global update

BIBLIOGRAPHIE

- of available data on visual impairment : a compilation of population-based prevalence studies. *Ophthalmic epidemiology*, 11(2):67–115.
- [Pavlin *et al.*, 1991] PAVLIN, C. J., HARASIEWICZ, K., SHERAR, M. D. et FOSTER, F. S. (1991). Clinical use of ultrasound biomicroscopy. *Ophthalmology*, 98(3):287–95.
- [Rachlin, 1990] RACHLIN, D. (1990). Direct estimation of aberrating delays in pulse-echo imaging systems. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 88(1):191.
- [Rajabi *et al.*, 2011] RAJABI, M. T., MOHAJERNEZHAD-FARD, Z., NASERI, S. K., JAFARI, F., DOOSTDAR, A., ZARRINBAKHS, P., RAJABI, M. B. et KOHANSAL, S. (2011). Rigid contact lens fitting based on keratometry readings in keratoconus patients : predicting formula. *International journal of ophthalmology*, 4(5):525–528.
- [Reilly et Ravi, 2010] REILLY, M. A. et RAVI, N. (2010). A geometric model of ocular accommodation. *Vision research*, 50(3):330–6.
- [Ribeiro *et al.*, 2010] RIBEIRO, A. P., SANTOS, N. L., SILVA, V. C. e., CAMPOS, A. F., TEIXEIRA, I. A. M. d. A. et LAUS, J. L. (2010). Ultrasonographic and ecobiometric findings in the eyes of adult goats. *Ciência Rural*, 40(3):568–573.
- [Rivara et Sanna, 1962] RIVARA, A. et SANNA, G. (1962). [Determination of the speed of ultrasound in the ocular tissues of humans and swine]. *Annali di ottalmologia e clinica oculistica*, 88:675–82.
- [Rosales *et al.*, 2006] ROSALES, P., DUBBELMAN, M., MARCOS, S. et van der HEIJDE, R. (2006). Crystalline lens radii of curvature from Purkinje and Scheimpflug imaging. *Journal of vision*, 6(10):1057–67.
- [Rosen *et al.*, 2006] ROSEN, A. M., DENHAM, D. B., FERNANDEZ, V., BORJA, D., HO, A., MANNS, F., PAREL, J.-M. et AUGUSTEYN, R. C. (2006). In vitro dimensions and curvatures of human lenses. *Vision research*, 46(6-7):1002–9.
- [Roy *et al.*, 2004] ROY, M. S., KLEIN, R., O'COLMAIN, B. J., KLEIN, B. E. K., MOSS, S. E. et KEMPEN, J. H. (2004). The prevalence of diabetic retinopathy among adult type 1 diabetic persons in the United States. *Archives of ophthalmology*, 122(4):546–51.
- [Sandra Frazier Byrne, 2002] SANDRA FRAZIER BYRNE, R. L. G. (2002). *Ultrasound of the eye and the orbit*. Mosby ; 2 edition (April 22, 2002), Philadelphia.
- [Schiffer *et al.*, 1982] SCHIFFER, S. P., RANTANEN, N. W., LEARY, G. A. et BRYAN, G. M. (1982). Biometric study of the canine eye, using A-mode ultrasonography. *American journal of veterinary research*, 43(5):826–30.
- [Sebag, 1987] SEBAG, J. (1987). Ageing of the vitreous. *Eye (London, England)*, 1 (Pt 2):254–262.
- [Shah *et al.*, 1992] SHAH, S. S., LOWDER, C. Y., SCHMITT, M. A., WILKE, W. S., KOSMORSKY, G. S. et MEISLER, D. M. (1992). Low-dose methotrexate therapy for ocular inflammatory disease. *Ophthalmology*, 99(9):1419–1423.
- [Sharma *et al.*, 2008] SHARMA, S., VENTURA, A. A. C. M. et WAHEED, N. (2008). Vitreo-retinal Disorders. *Ultrasound Clinics*, 3(2):217–228.
- [Sheppard *et al.*, 2011] SHEPPARD, A. L., EVANS, C. J., SINGH, K. D., WOLFFSOHN, J. S., DUNNE, M. C. M. et DAVIES, L. N. (2011). Three-dimensional magnetic resonance imaging of the phakic crystalline lens during accommodation. *Investigative ophthalmology & visual science*, 52(6):3689–97.

BIBLIOGRAPHIE

- [Silva et Brockhurst, 1976] SILVA, V. B. et BROCKHURST, R. J. (1976). Hemorrhagic detachment of the peripheral retinal pigment epithelium. *Archives of ophthalmology*, 94(8):1295–1300.
- [Silverman, 2009] SILVERMAN, R. H. (2009). High-resolution ultrasound imaging of the eye - A review. *Clinical & Experimental Ophthalmology*, 37(1):54–67.
- [Silverman et al., 2012] SILVERMAN, R. H., KETTERLING, J. A., MAMOU, J., LLOYD, H. O., FILOUX, E. et COLEMAN, D. J. (2012). Pulse-encoded ultrasound imaging of the vitreous with an annular array. *Ophthalmic surgery, lasers & imaging : the official journal of the International Society for Imaging in the Eye*, 43(1):82–86.
- [Silverman et al., 2009] SILVERMAN, R. H., PATEL, M. S., GAL, O., SARUP, A., DEOBHAKTA, A., DABABNEH, H., REINSTEIN, D. Z., FELEPPA, E. J. et COLEMAN, D. J. (2009). Effect of corneal hydration on ultrasound velocity and backscatter. *Ultrasound in medicine & biology*, 35(5):839–46.
- [Singh et Hayden, 2012] SINGH, A. D. et HAYDEN, B. C. (2012). *Ophthalmic Ultrasonography*, volume 96. Elsevier Saunders, first edit édition.
- [Sodhi et al., 2008] SODHI, A., LEUNG, L.-S., DO, D. V., GOWER, E. W., SCHEIN, O. D. et HANDA, J. T. (2008). Recent trends in the management of rhegmatogenous retinal detachment. *Survey of ophthalmology*, 53(1):50–67.
- [Sokollu, 1968] SOKOLLU, A. (1968). A critical evaluation of ultrasonic images of the eye obtained by various echoscopic scan modes. *Proceedings of SIDUO II, Acta Faculty of Medicine*.
- [Sorsby et al., 1963] SORSBY, A., LEARY, G. A., RICHARDS, M. J. et CHASTON, J. (1963). Ultrasonographic measurement of the components of ocular refraction in life. *Vision Research*, 3(11-12):499–505.
- [Spraul et Grossniklaus, 1997] SPRAUL, C. W. et GROSSNIKLAUS, H. E. (1997). Vitreous Hemorrhage. *Survey of ophthalmology*, 42(1):3–39.
- [Straatsma, 1977] STRAATSMA, B. R. (1977). Typical and reticular degenerative retinoschisis. *Bericht über die Zusammenkunft. Deutsche Ophthalmologische Gesellschaft*, 74:123–130.
- [Strenk et al., 1999] STRENK, S. A., SEMMLOW, J. L., STRENK, L. M., MUNOZ, P., GRONLUND-JACOB, J. et DEMARCO, J. K. (1999). Age-related changes in human ciliary muscle and lens : a magnetic resonance imaging study. *Investigative ophthalmology & visual science*, 40(6):1162–9.
- [Sugata et al., 2009] SUGATA, Y., MURAKAMI, K., ITO, M., SHIINA, T. et YAMAMOTO, Y. (2009). An application of ultrasonic tissue characterization to the diagnosis of cataract. *Acta Ophthalmologica*, 70(S204):35–39.
- [Sutherland et al., 1975] SUTHERLAND, G. R., FORRESTER, J. V. et RAILTON, R. (1975). Echography in the diagnosis and management of retinal detachment. *The British journal of radiology*, 48(574):796–800.
- [Szabo, 2003] SZABO, T. L. (2003). *Diagnostic ultrasound imaging*. Hartford.
- [Tabandeh et al., 2000] TABANDEH, H., WILKINS, M., THOMPSON, G., NASSIRI, D. et KARIM, A. (2000). Hardness and ultrasonic characteristics of the human crystalline lens. *Journal of cataract and refractive surgery*, 26(6):838–41.

BIBLIOGRAPHIE

- [Techavipoo *et al.*, 2004] TECHAVIPOO, U., VARGHESE, T., CHEN, Q., STILES, T. A., ZAGZEBSKI, J. A. et FRANK, G. R. (2004). Temperature dependence of ultrasonic propagation speed and attenuation in excised canine liver tissue measured using transmitted and reflected pulses. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 115(6):2859–65.
- [Thijssen *et al.*, 1985] THIJSSSEN, J. M., MOL, H. J. et TIMMER, M. R. (1985). Acoustic parameters of ocular tissues. *Ultrasound in medicine & biology*, 11(1):157–61.
- [Thurstone et McKinney, 1966] THURSTONE, F. L. et MCKINNEY, W. M. (1966). Resolution enhancement in scanning of tissue. *Ultrasonics*, 4:25–27.
- [Urs *et al.*, 2010] URS, R., HO, A., MANNS, F. et PAREL, J.-M. (2010). Age-dependent Fourier model of the shape of the isolated ex vivo human crystalline lens. *Vision research*, 50(11):1041–7.
- [Urs *et al.*, 2009] URS, R., MANNS, F., HO, A., BORJA, D., AMELINCKX, A., SMITH, J., JAIN, R., AUGUSTEYN, R. C. et PAREL, J.-M. (2009). Shape of the isolated ex-vivo human crystalline lens. *Vision research*, 49(1):74–83.
- [Valencia *et al.*, 1994] VALENCIA, M., GREEN, R. L. et LOPEZ, P. F. (1994). Echographic findings in hemorrhagic disciform lesions. *Ophthalmology*, 101(8):1379–1383.
- [van der Heijde et Weber, 1989a] van der HEIJDE, G. L. et WEBER, J. (1989a). Accommodation used to determine ultrasound velocity in the human lens. *Optometry and vision science : official publication of the American Academy of Optometry*, 66(12):830–3.
- [van der Heijde et Weber, 1989b] van der HEIJDE, G. L. et WEBER, J. (1989b). Accommodation used to determine ultrasound velocity in the human lens. *Optometry and vision science : official publication of the American Academy of Optometry*, 66(12):830–833.
- [van der Steen *et al.*, 1994] van der STEEN, A. F., de KORTE, C. L. et THIJSSSEN, J. M. (1994). Ultrasonic spectroscopy of the porcine eye lens. *Ultrasound in medicine & biology*, 20(9):967–74.
- [Wesson, 1971] WESSON, R. (1971). Travel-time inversion for laterally inhomogeneous crustal velocity models. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 61:729–746.
- [Whiteley *et al.*, 2014] WHITELEY, J. R., TAYLOR, J., HENRY, M., EPPERSON, T. I. et HAND, W. R. (2014). Detection of Elevated Intracranial Pressure in Robot-assisted Laparoscopic Radical Prostatectomy Using Ultrasonography of Optic Nerve Sheath Diameter. *Journal of neurosurgical anesthesiology*.
- [Williams, 2004] WILLIAMS, D. L. (2004). Lens morphometry determined by B-mode ultrasonography of the normal and cataractous canine lens. *Veterinary ophthalmology*, 7(2):91–95.
- [Wong *et al.*, 2008] WONG, T. Y., CHEUNG, N., TAY, W. T., WANG, J. J., AUNG, T., SAW, S. M., LIM, S. C., TAI, E. S. et MITCHELL, P. (2008). Prevalence and risk factors for diabetic retinopathy : the Singapore Malay Eye Study. *Ophthalmology*, 115(11):1869–75.
- [Wong *et al.*, 2001] WONG, T. Y., FOSTER, P. J., NG, T. P., TIELSCH, J. M., JOHNSON, G. J. et SEAH, S. K. (2001). Variations in ocular biometry in an adult Chinese population in Singapore : the Tanjong Pagar Survey. *Investigative ophthalmology & visual science*, 42(1):73–80.
- [Wu *et al.*, 1991] WU, F., FINK, M., MALLART, R., THOMAS, J., CHAKROUN, N., CASSE-REAU, D. et PRADA, C. (1991). Optimal focusing through aberrating media : a comparison between time reversal mirror and time delay correction techniques. In *IEEE 1991 Ultrasonics Symposium*, pages 1195–1199. IEEE.

BIBLIOGRAPHIE

- [Ye *et al.*, 1995] YE, S., HARASIEWICZ, K., PAVLIN, C. et FOSTER, F. (1995). Ultrasound characterization of normal ocular tissue in the frequency range from 50 MHz to 100 MHz. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 42(1):8–14.
- [Zaouali *et al.*, 2014] ZAOUALI, S., ABROUG, N., KHOCHTALI, S., KAHLOUN, R., JELLITI, B., ATTIA, S., BEN YAHIA, S. et KHAIRALLAH, M. (2014). Optic nerve head drusen : a comparative study of 10 MHz and 20 MHz ultrasound probes. *International ophthalmology*.
- [Zetterberg et Celojevic, 2014] ZETTERBERG, M. et CELOJEVIC, D. (2014). Gender and Cataract - The Role of Estrogen. *Current eye research*, pages 1–15.
- [Zhu, 1994] ZHU, Q. (1994). Wavefront amplitude distribution in the female breast. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 96(1):1.
- [Zvornicanin *et al.*, 2012] ZVORNICANIN, J., JUSUFOVIC, V., CABRIC, E., MUSANOVIC, Z., ZVORNICANIN, E. et POPOVIC-BEGANOVIC, A. (2012). Significance of ultrasonography in evaluation of vitreo-retinal pathologies. *Medicinski arhiv*, 66(5):318–20.

BIBLIOGRAPHIE

Résumé :

Milieu où les ultrasons se propagent environ 10% plus rapidement qu'au sein des tissus environnants, le cristallin est connu pour être la source majeure d'aberrations de phase du milieu oculaire. De fait, l'échographie ophtalmique trans-cornéenne est affectée par ses effets qui se manifestent sur les B-scans par une dégradation marquée de la résolution spatiale et du contraste, accompagnée de plus, d'importantes distorsions, particulièrement notables au niveau du fond de l'œil. Face à ce problème et en vue de l'arrivée prochaine de barrettes US HF dans la pratique ophtalmologique, un beamforming adapté a été développé au cours de cette thèse. Basé sur un lancer de rayon à 2 points fixes, il permet le calcul de délais de focalisation qui compensent les aberrations induites par le cristallin, en prenant en compte les effets réfractifs à son interface avec les humeurs. Les résultats obtenus *in vitro* et *ex vivo* avec une barrette 20MHz et un échographe de recherche (ECODERM) sont rapportés.

Mots clés :

Échographie ophtalmique trans-cornéenne, Haute fréquence, Barrette ultrasonore linéaire, Cristallin, Aberrations de phase, Lancer de rayon, Principe de Fermat, Beamforming adapté, Phakométrie

Abstract :

In ophthalmic ultrasonography the crystalline lens is known to be the main source of phase aberration, as ultrasounds (US) propagate about 10% faster than in the surrounding intra-ocular medium. Hence, it impairs significantly both spatial and contrast resolution of axial B-scans, and in addition causes important distortion, especially on the ocular fundus. To deal with this issue and in view of the next coming of US arrays in ophthalmologic practice, we developed in this thesis an adapted beamforming (BF) free from crystalline lens aberration. It lies on a two point ray tracing approach to compute focusing delays that take into account crystalline lens aberrations including refraction at the interface. Initially developed considering a uniform US velocity in the lens, the adapted BF has been extended to consider the velocity gradient that exists in the real lens. *In vitro* and *ex vivo* results obtained with a 20 MHz linear array driven by a US research scanner (the ECODERM) are reported.

Keywords :

Ocular ultrasonography, High frequency, Ultrasonic linear array, Crystalline lens, Phase aberrations correction, Ray tracing, Fermat's principle, Adapted beamforming, Phakometry